

DIE SUBJEKTIVE UND OBJEKTIVE BEWERTUNG DES SCHALLSCHUTZES VON TRENNWÄNDEN UND -DECKEN

von H. J. RADEMACHER und G. VENZKE, Braunschweig*

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Zusammenfassung

Schalldämpfungs- und Trittschallkurven verschiedener Frequenzabhängigkeiten werden durch veränderbare elektroakustische Filtersätze nachgebildet und auf Tonband aufgenommene Geräusche unterschiedlicher Frequenzbandbreite über diese Filter durch Lautsprecher zu Gehör gebracht. Die Lautstärke dieser Geräusche wird von einer Reihe von Beobachtern durch Vergleich mit Rauschen von einer Terz Bandbreite und 1000 Hz Mittenfrequenz ermittelt. Die Gegenüberstellung dieser Lautstärken mit objektiven Bewertungsmaßstäben, wie Schallschutzmaß und mittlerem Schalldämmmaß, zeigt, daß diese Kenngrößen im Rahmen der Meßgenauigkeit der subjektiven Bewertung Rechnung tragen, wenn extreme Frequenzabhängigkeiten der Schalldämmung und extreme Geräuschbandbreiten ausgenommen werden.

Summary

Some frequency response curves of sound transmission loss and impact sound are imitated by means of electric filters. Using these filters and loudspeakers tape-recorded noises of different frequency bandwidth are transmitted for subjective judgement. The loudness of the resulting noises is determined subjectively by a number of observers comparing them with a third-octave band of random noise with 1000 c/s centre frequency. The comparison of the obtained loudness levels with objective characteristics such as "Schallschutzmaß" and mean sound transmission loss shows that these characteristics agree with the subjective judgements within the limits of measuring accuracy, unless extreme frequency responses of the sound transmission loss and extremely wide noise bands are used.

Sommaire

Des bruits différents enregistrés sur bande-magnétique sont reproduits par des haut-parleurs à travers des filtres électriques réglables simulant des courbes divers d'indice d'affaiblissement acoustique et du niveau transmis du bruit de chocs normalisés.

Une série d'observateurs a déterminé le niveau de force sonore de ces bruits en les égalisant subjectivement avec un bruit blanc, ayant une largeur de fréquence d'un 1/3 octave et une fréquence moyenne de 1000 Hz. La comparaison entre les niveaux de la force sonore déterminé et les mesures objectives comme par exemple „Schallschutzmaß“ et l'indice moyen d'affaiblissement acoustique montre — considérant la précision limitée des déterminations subjectives — que ces mesures objectives sont d'accord avec les mesures subjectives pourvu qu'on exclue des indices d'affaiblissement avec une fonction de fréquence extrême et aussi des bruits avec une bande de fréquence extrêmement large.

1. Einleitung

Die Schallschutzeigenschaften von flächenhaften Bauteilen — Luftschalldämmung und Trittschallschutz — werden im allgemeinen in Form ihrer Frequenzabhängigkeit ermittelt. Aus dem Bestreben heraus, die Schallschutzwirkung von Wänden und Decken durch eine einzige Zahl zu kennzeichnen, wurde lange Zeit das mittlere Schalldämmmaß als arithmetischer Mittelwert des Dämmungsverlaufes verwendet. In den letzten Jahren ging man, auch für den Trittschallschutz, zum Schallschutzmaß über, einer auf eine Sollkurve bezogenen Kenngröße [1]. RADEMACHER [2] hat vor einiger Zeit durch elektrische Nachbildung der Dämmungswirkung eines Bau-

teils untersucht, wie gewisse Änderungen des Frequenzverlaufs der betreffenden Schallschutzgröße subjektiv empfunden werden, und zwar im Vergleich zum Originalgeräusch.

In der vorliegenden Untersuchung wird nun die subjektive Wirkung verschiedener Dämmkurvenverläufe durch Vergleich mit einem Normalschall (Terzfilterrauschen mit 1000 Hz Mittenfrequenz) ermittelt und damit der Anschluß an die phon-Skala hergestellt. An Hand der subjektiven Bewertungen werden ferner die verschiedenen objektiven Bewertungsarten auf ihre Zweckmäßigkeit geprüft.

2. Versuchsausführung

Wie bereits bei der genannten Untersuchung wurden die Dämmkurven durch einen Satz parallel ge-

* Einen großen Teil der Experimente führte Herr cand. phys. K. VOGEL durch.

schalteter Terzfilter elektrisch nachgebildet, deren Durchlaßspannungen einzeln regelbar sind. Die Prüfgeräusche wurden auf Magnettonbandschleifen aufgenommen und über eine Lautsprecherkombination (Tiefenstrahler mit Hochton-Lautsprecherkugel) abgestrahlt. Damit war die Voraussetzung für Reproduzierbarkeit der Geräusche geschaffen.

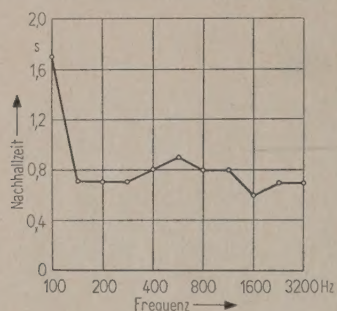


Bild 1. Nachhallzeiten im Beobachtungsraum.

Die Versuche fanden in einem Raum von $5\text{ m} \times 4\text{ m} \times 2,70\text{ m}$ Größe statt, dessen Nachhallzeit durch geeignete Maßnahmen auf einen annähernd konstanten Wert von $0,7\text{ s}$ gebracht worden war (Frequenzabhängigkeit der Nachhallzeit siehe Bild 1). Nur bei 100 Hz lag diese mit $1,7\text{ s}$ wesentlich höher. Die Beobachter kamen einzeln in diesen Raum und mußten die Prüfgeräusche mit einem Terzbandrauschen der Mittenfrequenz 1000 Hz vergleichen. Dieses Rauschen diente an Stelle des 1000-Hz -Tones als Normalschall, weil damit hörbare Interferenzen und folglich Pegelschwankungen vermieden werden. Ton und Rauschen sind erwiesenermaßen bei gleichem effektivem Schalldruck gleich laut. Die bei den Versuchen bestimmten Gleichlautpegel des Terzbandrauschens gaben somit unmittelbar die Lautstärke in phon. Der Pegel wurde im Beobachtungsraum am Ort des Beobachters mit einem Schallpegelmesser ermittelt, und zwar als Mittelwert aus drei Messungen: Mikrophon in Richtung auf die Lautsprecher, um 90° nach rechts und um 90° nach links gedreht. In gleicher Weise wurden auch die Schallpegel der Prüfgeräusche gemessen.

Der Vergleich der Geräusche ging in der Weise vor sich, daß abwechselnd ein Prüfgeräusch und das Terzbandrauschen mit bestimmtem festem Pegel gesendet wurden und der Beobachter zu entscheiden hatte, welcher Schall jeweils der lautere war. Die Sendezeit betrug $2,5\text{ s}$ für jeden Schall, dazwischen lagen $1,0\text{ s}$ dauernde Pausen. Nach Abgabe eines Urteils wurde ein anderer Pegel des Normalschalles eingestellt und erneut verglichen. Das gleiche geschah noch fünf- bis sechsmal. Diese sechs Pegel-einstellungen des Normalschalles differierten untereinander um je 3 dB . Aus den von 15 bis 20 Beob-

achtern nach diesem „Konstanzverfahren“ abgegebenen Urteilen kann die gesuchte Lautstärke des Prüfungsschalles ermittelt werden.

Bei der Auswahl der Prüfgeräusche wurden die am häufigsten vorkommenden Wohngeräusche bevorzugt. Dazu muß man zweifellos Sprache und Musik rechnen. Von den vielen Möglichkeiten, die hierbei gegeben sind, wurden vier spezielle ausgesucht. Ein Sprachgeräusch enthielt die Stimmen von drei männlichen und drei weiblichen Personen, das zweite nur die drei männlichen Stimmen. Die eine Musikaufnahme bestand aus Klavierspiel, bei der anderen waren Klavier und Schlagzeug zu hören. Um die subjektive Beurteilung nicht unnötig zu erschweren, wurde bei der Herstellung dieser Schalle auf Gleichmäßigkeit des Pegels während ihrer gesamten Dauer geachtet. Bei Sprache sind deswegen mehrere Stimmen gleichzeitig aufgenommen und bei der Musik mehrere Aufnahmen übereinandergespielt worden. Trotz dieser Maßnahmen mußte aber der typische Charakter der Geräusche erhalten bleiben, was der ersten Forderung zum Teil widerspricht. Infolgedessen traten immer noch Pegelschwankungen bis zu $\pm 5\text{ dB}$ auf. Es ist daher schwierig, einen Schallpegel anzugeben, der für die Lautstärke maßgebend ist. Bei der objektiven Messung der Geräusche wurden stets Mittelwerte über die gesamte Geräuschkdauer gebildet. Es ist aber wohl möglich, daß nicht diese Werte die subjektive Lautstärke bestimmen, sondern andere besonders auffällige Eigentümlichkeiten der Stimmen oder Instrumente. Jeder Beobachter wurde allerdings dahingehend instruiert, solche auffälligen Stellen nicht überzubewerten, sondern ein integrierendes Urteil abzugeben. Damit sollten die Grenzen der interindividuellen Urteilschwankungen eingengt werden.

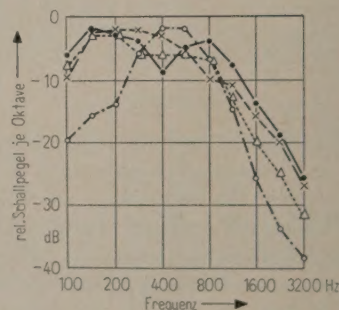


Bild 2. Geräuschspektren I:

- × — × gemischte Sprache,
- △ — △ männliche Sprache,
- — ○ Musik K.,
- — ● Musik KS.

Neben diesen natürlichen Geräuschen, deren Pegel-Oktav-Diagramme in Bild 2 dargestellt sind, wurden mehrere „künstliche“, aus Widerstandsrau-

schen gefilterte verwendet. Deren Bandpaßspektr^{en} findet man in Bild 3. Ein Rauschen hat konstante Energie je Oktave bis 6,4 kHz, ein zweites schmalbandiges ist den Sprach- und Musikspektr^{en} angepaßt. Der sogenannte „Multiterzklang“ entstand durch Heraussieben von fünf Terzbereichen aus breitbandigem Rauschen, von denen die höchste Terz eine Mittenfrequenz von 2000 Hz hatte.

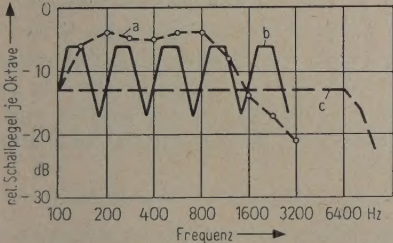


Bild 3. Geräuschk^{ur}ven II:
Kurve a: „gefärbtes“ Rauschen,
Kurve b: Multiterzklang,
Kurve c: Rauschen mit konstanter
Energie je Oktave.

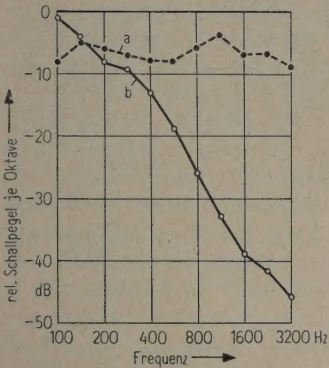


Bild 4. Geräuschk^{ur}ven III:
Kurve a: fallende Schrauben,
Kurve b: Tischrücken.

Speziell für Untersuchungen der Trittschalldäm^{un}g sind die Geräusche gedacht, deren Spektr^{en} in Bild 4 dargestellt sind. Es handelt sich hier um das Schieben eines Tisches auf einer Betonrohdecke und um das Geräusch, das auf diese Decke fallende Schrauben (Maschinenschrauben M 12) verursachen.

Die Lautstärke der von Wänden und Decken durchgelassenen Geräusche ist sowohl von der Größe der Däm^{un}g als auch vom Ausgangspegel der Geräusche – dem Pegel im Senderaum – abhängig. Um in dem Lautstärkebereich zu messen, der in der Praxis zu erwarten ist, sind bestimmte Voraussetzungen für diese beiden Parameter notwendig. Die Lautstärkebestimmung der Geräusche bei sehr kleinen Pegeln wird oft durch Störgeräusche behindert. Schallpegel von 30 bis 40 dB im Beobachtungsraum können aus diesen Gründen nicht unterschritten wer-

den. Bei mittleren Schalldäm^{un}gswerten von 40 bis 50 dB, wie sie in der Praxis auftreten, muß man deshalb Ausgangspegel von etwa 80 dB annehmen. Für normale Sprache ist dieser Wert reichlich hoch, er kann jedoch zum Beispiel bei überlauter Rundfunkübertragung auftreten, was erfahrungsgemäß nicht selten ist. Andererseits ist es möglich, durch Extrapolation die zu erwartende Lautstärke bei kleineren Pegeln abzuschätzen. Anhaltspunkte dafür ergeben sich aus der ersten Versuchsreihe.

3. Messungen und Ergebnisse

3.1. Meßgenauigkeit

Um eine zu vernünftiger Mittelwertbildung ausreichende Zahl von Urteilen zu bekommen, gibt es zwei Möglichkeiten: entweder viele Beobachter mit wenig einzelnen Urteilen oder wenig Beobachter mit vielen einzelnen Urteilen. Bei diesen zeitraubenden subjektiven Lautstärkemessungen sind 15 bis 20 Beobachter bereits „viel“. In der ersten Versuchsreihe soll nun experimentell die Genauigkeit der Ergebnisse ermittelt werden, wenn erstens 15 Beobachter je einmal und zweitens 7 Beobachter (von den 15 willkürlich ausgewählt) je fünfmal urteilen. Bei diesem Versuch wurde als Prüfgeräusch die gemischte Sprache (Bild 2), als Däm^{un}gungsverlauf die Kurve A in Bild 5 verwendet. Das von einer entsprechenden Wand durchgelassene Geräusch wurde jedoch nicht nur bei einem Pegel sondern bei fünf bzw. sechs verschiedenen geprüft, oder anders formuliert: es wurden fünf bzw. sechs verschiedene Wände mit gleicher Frequenzabhängigkeit der Däm^{un}g, aber unterschiedlichem mittlerem Schalldäm^{un}g überprüf^t.

Die Ergebnisse lassen sich am besten an Hand des Bildes 6 erläutern. Hier ist auf der Abszisse der

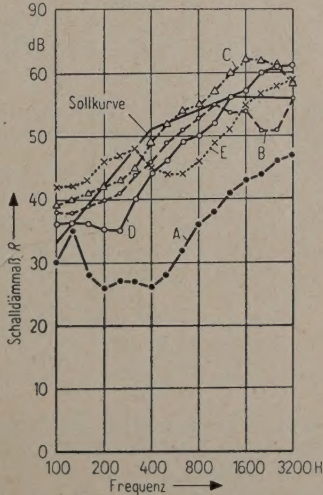


Bild 5. Frequenzgänge der Luftschalldäm^{un}g I.

Gesamtschallpegel, auf der Ordinate die Lautstärke der durchgelassenen Geräusche aufgetragen. Den sechs verschiedenen Wanddämmungen entsprechen Schallpegel zwischen 30 und 55 dB. Es ist zu erkennen, daß die Lautstärken, die von den 15 Beobachtern angegeben wurden (Kreise), sich bei allen Geräuschen systematisch um etwa 1 phon von den Ergebnissen der 7er-Gruppe unterscheiden. Dieser Unterschied ist zwar nicht groß, erlangt aber dadurch Bedeutung, daß die Urteile der einen Gruppe stets höher liegen als die der anderen. Es sind dies also keine zufälligen Streuungen. Man muß daraus schließen, daß die sieben Beobachter keine repräsentative Auswahl bilden und infolgedessen ihre Urteile weniger allgemeingültig sind als die der 15 zusammengenommen. Zum näheren Verständnis sei erwähnt, daß jeder Beobachter ein individuelles „inneres Kriterium“ für die Lautstärkebeurteilung verwendet. Das ist eine Erfahrung, die bei den Versuchen immer wieder gemacht werden konnte. Die sieben Beobachter waren nun zufällig so ausgewählt, daß ihre Kriterien sich von denen der übrigen acht merklich unterscheiden, deshalb die abweichenden Resultate. Um den entstehenden systematischen Fehler zu vermeiden, ist es richtiger, 15 Beobachter zu verwenden. Diese Zahl ist zwar noch verhältnismäßig klein, da sich jedoch bei allen (auch den folgenden) Untersuchungen herausgestellt hat, daß die Urteile der 15 bis 20 Beobachter in guter Näherung symmetrische Verteilungen ergeben, darf behauptet werden, daß diese Auswahlen hinreichend repräsentativ sind.

Eine Streuungszerlegung der Meßwerte der 7er-Gruppe ergab einen signifikanten Unterschied zwischen den Urteilen der einzelnen Beobachter. Dies bestätigt die Existenz individueller Lautstärkekriterien.

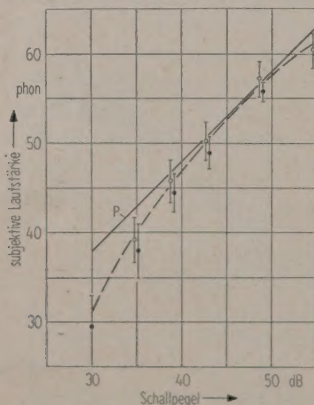


Bild 6. Lautstärke von Sprache bei verschiedenen Schallpegeln (Dämmungskurve A);
○ ○ 15 Personen,
● ● 7 Personen,
I Vertrauensbereich (95% statistische Sicherheit).

Zur Abschätzung der Meßgenauigkeit sind die Vertrauensbereiche für eine statistische Sicherheit von 95% errechnet und auch in Bild 6 eingezeichnet worden. Für die 15er-Gruppe beträgt dieser Bereich durchweg rund ± 2 phon, für die 7er-Gruppe schwankt er zwischen ± 1 und $\pm 3,5$ phon. Die Vergrößerung der Beobachterzahl führt also zu einem Ausgleich der zufälligen Urteilsschwankungen und deshalb zu einem gleich großen Vertrauensbereich für die Lautstärken aller Geräusche. Dieser Befund spricht für die Verwendung möglichst vieler Beobachter. Den Wert von ± 2 phon findet man auch später in den meisten Fällen, und deshalb wird er zur Charakterisierung der Genauigkeit aller Messungen verwendet.

3.2. Der Zusammenhang zwischen Lautstärke und Schallpegel

Für die Auswertung der Versuche ist es von Vorteil, die Art des Zusammenhanges zwischen Lautstärke und Schallpegel eines Geräusches zu kennen. Wie bereits erwähnt, braucht man diese Kenntnis zur Abschätzung der Lautstärke für kleinere Pegel als die wirklich gemessenen. Wie aus Bild 6 hervorgeht, ist diese Abhängigkeit keineswegs linear. Aus der Differenz zwischen der Proportionalitätsgeraden P und der Trendlinie T folgt für dieses spezielle Beispiel, daß die Lautstärke bis zu dem Geräusch mit dem Schallpegel 30 dB um 7 phon mehr als linear abnimmt. Bei einer Verringerung des Schallpegels um 15 dB von 45 auf 30 dB geht die Lautstärke von 53 phon auf 31 phon, also um 22 phon zurück.

In einer dem vorliegenden Thema gemäßen Ausdrucksweise lautet dieses Resultat: die subjektive Wirkung der Erhöhung des mittleren Schalldämmmaßes um einen bestimmten dB-Betrag entspricht zahlenmäßig nicht der Abnahme der Lautstärke des Prüfgeräusches in phon. Die Lautstärke vermindert sich stärker, als das mittlere Schalldämmmaß zunimmt. Der Grund dafür ist darin zu sehen, daß die Lautstärke der tiefen Frequenzen von 400 Hz abwärts, die nicht nur bei dem einen hier benutzten, sondern bei vielen in der Praxis zu erwartenden Geräuschen dominieren, stärker als linear mit dem Schallpegel abnimmt. Bei schmalbandigen Geräuschen, bei denen die tiefen Frequenzen hauptsächlich die Lautstärke bestimmen, ist dieser Effekt größer als bei breitbandigen, bei denen die tiefen Frequenzen relativ wenig bedeutsam sind. Das in der ersten Versuchsreihe verwendete Sprachgeräusch gehört mit zu den schmalbandigsten unter allen bei den Versuchen benutzten. Die erwähnte Differenz von 7 phon kann demnach als oberer Grenzwert genommen werden, bis zu dem Abweichungen von der Linearität erfolgen.

Tabelle I.
Ergebnisse für die in Bild 5 dargestellten Schalldämmverläufe.

Dämmkurve		Luftschallschutzmaß			$\bar{R}$	Sprache		Musik		Rauschen gefärbt
		DIN 4109	G-Kurve	6-dB- Kurve		gem.	männl.	K	KS	
		dB	dB	dB		phon	phon	phon	phon	
a	A	-16	-16	-15	34	61	59	54	55	56
	B	0	+ 1	- 1	48	38	44	31	38	40
	C	+ 4	+ 4	+ 3	52	30	37	28	34	34
	D	- 2	- 1	- 1	47	41	47	35	41	41
	E	- 2	- 3	- 2	49	38	44	35	40	39
b	A	-20	-20	-18	-18	+31	+22	+24	+21	+22
	B	- 4	- 3	- 4	- 4	+ 8	+ 7	+ 3	+ 4	+ 6
	C	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	D	- 6	- 5	- 4	- 5	+11	+10	+ 7	+ 7	+ 7
	E	- 6	- 7	- 5	- 3	+ 8	+ 7	+ 7	+ 6	+ 5

Wie weiter ersichtlich ist, wird auch die Lautstärke des 55-dB-Geräusches zu klein angegeben. Das ist auf Mängel der Lautsprecherwiedergabe des Terzbandrauschens bei höheren Pegeln zurückzuführen.

3.3. Die Wirkung praktisch vorkommender Formen von Luftschall-Dämmkurven

Die Wände und Decken, deren Schalldämmkurven in Bild 5 dargestellt sind, wurden in der zweiten Versuchsreihe mit den Geräuschen nach Bild 2 sowie mit dem „gefärbten“ Rauschen (Bild 3) geprüft. Es bedeuten:

- Kurve A: Porengipsplatten-Wand (100 mm), beiderseitig 5 mm Gipsputz,
- Kurve B: Kalksand-Hohlblock-Wand (250 mm), beiderseitig 15 mm Kalkzementputz,
- Kurve C: Kalksand-Vollstein-Wand (250 mm), beiderseitig 15 mm Kalkzementputz,
- Kurve D: Stahlbeton-Rippen-Decke (60 mm Plattendicke),
- Kurve E: Ziegelsplitt-Doppelwand, außen beiderseitig mit 10 mm Kalkzementputz (50 mm Platten mit 50 mm Zwischenraum)¹.

Die Versuche wurden so durchgeführt, daß jeder Beobachter in einer Sitzung die Lautstärke eines der fünf Geräusche bestimmen mußte, das von diesen Wänden bzw. Decken durchgelassen wurde. Die Unterschiede in der Lautstärke kennzeichnen die

¹ Die Dämmkurven B bis E entstammen: KRISTEN, T. H. und BRANDT, H., Schalltechnische Untersuchungen an Wänden und Decken. Fortschritte und Forschungen im Bauwesen, Reihe D, Heft 23, S. 63.
Weitere Dämmkurven stellte dankenswerterweise Herr Dr. SCHNEIDER vom Institut für Technische Akustik der Technischen Universität Berlin zur Verfügung. Da diese größtenteils den obigen sehr ähnlich waren, wurden sie nicht besonders geprüft. Die extremen Formen werden berücksichtigt bei der Festsetzung der schematisierten Dämmkurven in den folgenden Versuchsreihen.

verschiedene subjektive Wirkung der Bauteile in bezug auf das betreffende Geräusch. Hiermit müssen dann die Ergebnisse aus der Bewertung durch die gebräuchlichen objektiven Methoden verglichen werden.

In Tabelle I sind die Ergebnisse zusammengestellt worden. Die Angaben in Tabelle Ia sind Absolutwerte, die in Tabelle Ib Relativwerte. In den ersten Spalten sind die Schallschutzmaße angegeben, die sich für drei verschieden ausgebildete Sollkurven ergeben. Die erste (DIN-Kurve) ist durch Entwurf DIN 4109, Wände und Decken im Bau (früher in Vornorm DIN 52 211), festgelegt; die zweite beruht auf einem Vorschlag von K. GÖSELE² (im folgenden mit G-Kurve bezeichnet), und die dritte ist ein willkürlicher eigener Vorschlag. Bei letzterer steigt die Dämmung mit 6 dB je Oktave nach höheren Frequenzen zu an, deshalb die abkürzende Bezeichnung 6-dB-Kurve (siehe Bild 7). Als weitere Möglichkeit der objektiven Bewertung ist in der folgenden Spalte das mittlere Schalldämmmaß $\bar{R}$ angegeben. In den nächsten Spalten stehen dann die gefundenen Lautstärkewerte in phon, nach Geräuschen getrennt.

Für die geplanten Vergleiche der Wände miteinander und der subjektiven mit der objektiven Bewertung sind die Relativwerte in Tabelle Ib günstiger. Als Bezugsgrößen dienen in dieser Versuchsreihe die für die Kurve C gefundenen Werte. Diese ist insofern dafür geeignet, weil sie neben der einwandfrei besten Schalldämmung einen sehr ausgeglichenen Frequenzgang hat.

Den Lautstärkedifferenzen nach kann man die Dämmkurven in drei Gruppen einteilen:

² Bisher unveröffentlichte Mitteilung. Die von GÖSELE vorgeschlagene Sollkurve wurde aus der Forderung errechnet, daß in jedem Frequenzbereich gleiche Pegeländerungen gleiche Lautstärkeänderungen zur Folge haben sollen.

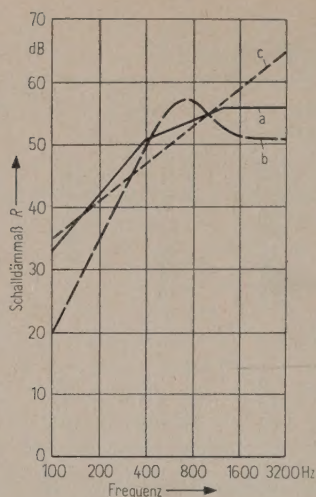


Bild 7. Sollkurven für Luftschalldämmung;
a: Sollkurve für Wände und Decken am Bau
(Entwurf DIN 4109),
b: Vorschlag K. GÖSELE,
c: 6 dB je Oktave Anstieg.

1. C dämmt bei allen Geräuschen am besten,
2. A dämmt bei allen Geräuschen am geringsten,
3. B, D, E liegen ungefähr gleichwertig zwischen C und A.

Nennenswerte Differenzen innerhalb dieser Gruppen sind offenbar durch den jeweiligen Geräushtyp bestimmt. Im Fall A ist die Differenz zu C für gemischte Sprache um etwa 9 phon größer als bei den anderen Geräuschen, was sich aus dem Pegel-

Oktav-Diagramm (Bild 2) nicht erklären läßt. Hier muß auf die Ausführungen über die Schwierigkeiten der Zuordnung von Schallpegel und Lautstärke verwiesen werden (Absatz 3.1). In diesem besonderen Fall ist es so, daß eine weibliche Stimme durch die Dämmung A verhältnismäßig wenig gedrosselt wird und die Beobachter offensichtlich diese Stimme bevorzugt beurteilen.

Von den Dämmkurven B, D und E ist B subjektiv etwas besser als D, bei Musik auch besser als E. Musik „K“ hat ein Energiemaximum zwischen 400 und 800 Hz, Musik „KS“ wenigstens ein zweites Maximum ebenfalls bei 800 Hz. Diese Maxima sind wesentlich lautstärkebestimmend, und da B hier von den drei Dämmkurven die beste Schalldämmung hat (siehe Bild 5), ist die bessere subjektive Wirkung verständlich. Auch in einem anderen Fall kann aus einem Vergleich zwischen Geräuschespektrum und Schalldämmkurve die Abweichung in den Lautstärken erklärt werden. B und E sind bei Sprache subjektiv besser als D. D dämmt in dem Bereich zwischen 100 und 400 Hz wesentlich schlechter als B und E; hier hat aber die Sprache die stärksten Schalldruckkomponenten. Also muß die von D durchgelassene Sprache lauter sein als in den beiden anderen Fällen.

Der Unterschied zwischen D und E ist verhältnismäßig gering, wenn man die stark voneinander abweichenden Dämmungen bis 400 Hz in Betracht zieht. Dies ist ein deutliches Beispiel für eine Kompensation zwischen Gebieten guter und schlechter Dämmung, die so weit führt, daß bei Geräuschen,

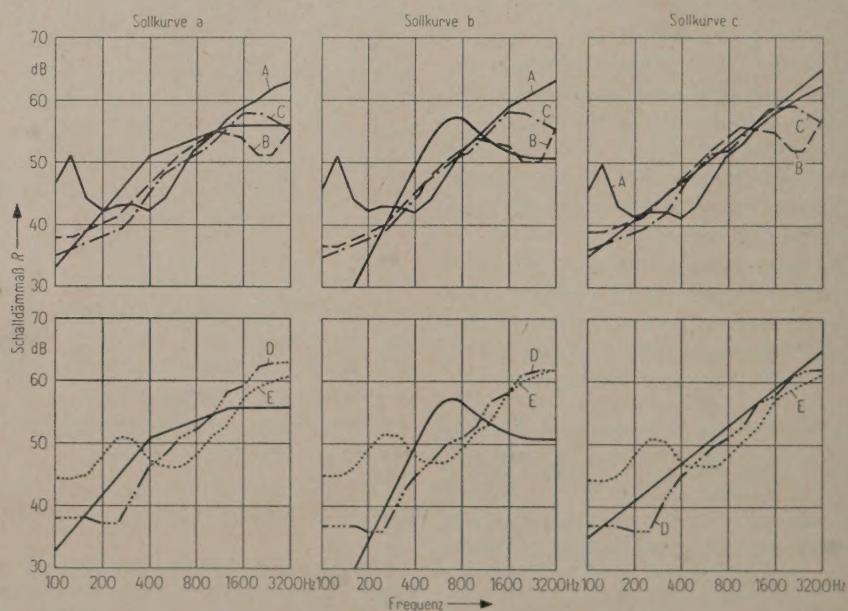


Bild 8. 2 dB mittlere Unterschreitung bei verschiedenen Sollkurven (Bezeichnungen wie Bild 7, Dämmkurven nach Bild 5).

die oberhalb etwa 400 Hz höhere Pegel als Sprache aufweisen, kein Unterschied zwischen D und E bezüglich ihrer subjektiven Wirkung wahrzunehmen ist (siehe Musik und Rauschen).

Wie verhalten sich nun die objektiven Bewertungen? In allen Fällen wird wieder die Dämmkurve C am günstigsten bewertet, während Kurve A eindeutig das schlechteste Schallschutzmaß, aber auch das kleinste mittlere Schalldämmmaß $\bar{R}$ hat. B, D und E bilden wieder eine Gruppe gleicher Güte. Das DIN-Schallschutzmaß und das G-Schallschutzmaß sind, von einigen 1-dB-Differenzen abgesehen, völlig identisch, aber auch das 6-dB-Schallschutzmaß gibt keine nennenswert anderen Resultate. Bild 8 soll die Bewertungsunterschiede der Schallschutzmaße veranschaulichen. Hier sind die Dämmkurven A bis E parallel zu sich verschoben, bis die zur Festsetzung der Schallschutzmaße erforderlichen mittleren Unterschreitungen von 2 dB erreicht sind. Während bei der Sollkurve nach Entwurf DIN 4109 die Unterschreitungsgebiete sich hauptsächlich bei tiefen Frequenzen zwischen 200 und 400 Hz befinden, verschieben sich bei der G-Kurve diese Gebiete um ein bis zwei Oktaven nach höheren Frequenzen zu. Das wird durch die Ausbuchtung dieser Kurve hervorgerufen, die ja die mittleren Frequenzen schärfer bewerten soll. Bei der 6-dB-Kurve schließlich finden sich die wesentlichen Unterschreitungen in allen Frequenzbereichen. Trotzdem treten zwischen den drei Schallschutzmaßen im Mittel keine größeren Differenzen auf als 1 bis 2 dB.

Wie aus Tabelle I a ebenfalls zu ersehen ist, treten bei der Bewertung durch das mittlere Schalldämmmaß nur geringe Unterschiede zu den Schallschutzmaßen auf. Nur bei D und E sind diese einer Beachtung wert. Erwähnt war bereits, daß die geprüften Dämmkurven sich sowohl subjektiv als auch objektiv in drei Gruppen einteilen lassen. Hervorgehoben werden kann ferner: der Unterschied zwischen Wand A und den übrigen ist subjektiv zahlenmäßig größer als objektiv, wofür die Ergebnisse der ersten Versuchsreihe eine Erklärung bieten. Dieselbe Erscheinung findet sich als gerade wahrnehmbare Tendenz bei den übrigen Dämmkurven und besonders dann, wenn mit Sprache geprüft wird. Für das abweichende Verhalten der Sprache waren schon früher die tiefen Frequenzanteile verantwortlich gemacht worden. Darum ist E günstiger als D. Die Schallschutzmaße zeigen das nicht, sie stufen eher umgekehrt D günstiger ein (siehe G-Kurve). Erstaunlicherweise wird die subjektive Differenz zwischen D und E von dem mittleren Schalldämmmaß im richtigen Sinne wiedergegeben.

Ein Teil der Versuche wurde unter Abänderung der Versuchsbedingungen wiederholt. Dabei wurden die Geräusche über einen Lautsprecher abgestrahlt,

der in einem vom Beobachtungsraum durch eine 24-cm-Vollziegelwand getrennten Nebenzimmer aufgestellt war. Durch entsprechende Einstellung des Nachbildungsfilters wurde erreicht, daß bei Messung am Ort des Hörers die Prüfgeräusche dieselben Spektren hatten wie bei den vorangegangenen Versuchen, bei denen die Abstrahlung im Beobachtungsraum selbst erfolgte.

Die Ergebnisse stimmen gut mit den zuvor gefundenen überein. Die Art der Geräuschabstrahlung ist demnach für den Ausgang der Versuche nicht entscheidend.

3.4. Partielle Änderungen der Dämmkurven

Eines der Ergebnisse der zweiten Versuchsreihe war, daß Bereiche besserer und schlechterer Dämmung sich in ihrer subjektiven Wirkung kompensieren können. Um nun den Einfluß der Dämmung bestimmter Frequenzbereiche auf die Lautstärke direkt messen zu können, wurden in der dritten Versuchsreihe fünf Schalldämmkurven untersucht, die durch einfache partielle Veränderungen der Dämmungen auseinander hervorgehen (siehe Bild 9). Die Dämmkurven wurden so gewählt, daß sie schematisierte Nachbildungen üblicher Kurven darstellten. Als Prüfgeräusch wurde das bereits bekannte „gefärbte“ Rauschen genommen.

Die Ergebnisse sind Tabelle II zu entnehmen. Ausgegangen wurde von einer Dämmungskurve F mit 6 dB/Oktave Anstieg, die auch als Bezugsgröße für die relativen Werte (Tabelle II b) diente. Bei F und K ist die Lautstärke des Prüfgeräusches am größten. Die bessere Dämmung von K bei mittleren Frequenzen wird durch die bessere Dämmung von F bei 1600 bis 3200 Hz so weit kompensiert, daß man die zugehörigen Lautstärken nicht unterscheiden kann.

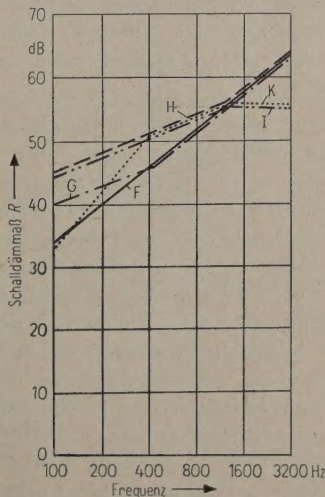


Bild 9. Frequenzgänge der Luftschalldämmung II.

Tabelle II.
Ergebnisse für die in Bild 9 dargestellten
Schalldämmverläufe.

Dämm- kurve		Luftschall- schutzmaß			$\bar{R}$	Rauschen gefärbt
		DIN 4109	G- Kurve	6-dB- Kurve		
		dB	dB	dB	dB	phon
a	F	0	+1	+1	49	40
	G	+1	+1	+3	50	39
	H	+4	+4	+5	53	34
	I	+3	+4	+2	52	36
	K	+2	+4	+1	50	40
b	F	0	0	0	0	0
	G	+1	0	+2	+1	-1
	H	+4	+3	+4	+4	-6
	I	+3	+3	+1	+3	-4
	K	+2	+3	0	+1	0

Dämmkurve G entsteht aus F dadurch, daß bei tiefen Frequenzen von 100 bis 400 Hz die Dämmung vergrößert wird. Die Abschwächung der Lautstärke ist nur gering. Erst die erhebliche Vergrößerung der Dämmung bis 1250 Hz beim Übergang von G nach H drückt sich deutlich in einer Lautstärkeverminderung um 6 phon aus. Schon bei I aber nimmt die Lautstärke gegenüber H um 2 phon zu, ein erneuter Hinweis darauf, daß auch die hohen Frequenzen von 1600 bis 3200 Hz noch merklich zur Lautstärke beitragen können. Da die Frequenzzusammensetzung des gefärbten Rauschens durchaus der von häufig vorkommenden Geräuschen entspricht, darf also die Dämmung an der oberen Frequenzgrenze (des in der Bauakustik interessierenden Bereiches) ganz allgemein nicht vernachlässigt werden. Im gleichen Sinne wurde oben bereits die Lautstärkegleichheit bei F und K gedeutet. Durch Verminderung der Dämmung im unteren Frequenzbereich gelangt man von I zur Kurve K, die übrigens genau gleich der Sollkurve nach Entwurf DIN 4109 ist. Die Lautstärke nimmt dabei um 4 phon ab.

Sieht man von den kleinen Differenzen ab, die als zufällig gelten können, dann sind Frequenzgänge wie bei F, G und K gleichwertig. Erst bei Änderungen der Schalldämmmaße, die zu den Dämmkurven H und I führen, wird die Lautstärke einwandfrei kleiner. Eine entsprechende Einteilung durch die objektiven Bewertungsmethoden findet nur andeutungsweise statt. Sie ist noch am deutlichsten beim mittleren Schalldämmmaß und bei der DIN-Sollkurve zu erkennen. Bei der 6-dB-Kurve wird der Unterschied zwischen I einerseits und F, G und K andererseits verwischt, nur H wird anders bewertet. Beim G-Schallschutzmaß schließlich sind F und G gleichwertig, ebenso H, I, K; beide Gruppen unterscheiden sich um 3 dB.

Eine dem Bild 8 entsprechende Betrachtung ergibt, daß auch bei diesen Dämmungen die das Schallschutzmaß bestimmenden Unterschreitungen der Sollkurven in unterschiedlichen Frequenzgebieten erfolgen. Für das mittlere Schalldämmmaß kann auch in dieser dritten Versuchsreihe behauptet werden, daß es die subjektive Bewertung nicht schlechter annähert, als es durch die Sollkurven geschieht.

3.5. Extreme Dämmkurven und Geräusche

In einer weiteren Versuchsreihe sollte festgestellt werden, wie objektive und subjektive Bewertung der Luftschalldämmung unter extremen Bedingungen differieren. Gegenstand der Untersuchung waren vier künstliche Dämmkurven (siehe Bild 10), von denen nur M und N als normal gelten können. Für alle vier Dämmungen wurde bei der Einstellung gleiches mittleres Schalldämmmaß $\bar{R}=50$ dB vorausgesetzt. Auch die beiden Prüfgeräusche (Multiterzklang und breitbandiges Rauschen), deren Spektren in Bild 3 zu finden sind, werden in der Praxis kaum vorkommen.

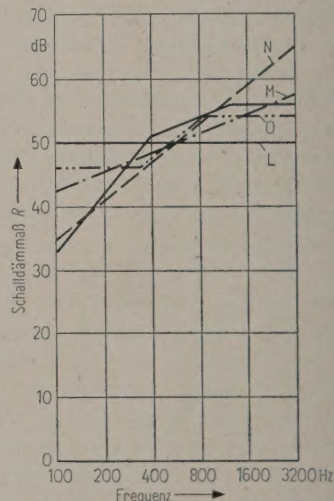


Bild 10. Frequenzgänge der Luftschalldämmung III.

Wegen der Verschiedenheit der beiden Prüfgeräuschespektren ist es nicht überraschend, daß die Ergebnisse entsprechend stark differieren. Beim Multiterzklang sind die Lautstärken bei allen vier Dämmkurven im Beobachtungsraum nahezu gleich groß (siehe Tabelle III a), was beim breitbandigen Rauschen keineswegs der Fall ist. Die Dämmkurven L, M, N sind bereits bei [2] untersucht worden. Auch dort wurde gefunden, daß diese subjektiv gleichwertig sind, solange das Spektrum der Prüfgeräusche nicht extrem breitbandig ist. Bei Dämmkurve L beispielsweise ist die Lautstärke um 11 phon größer als bei N. Dies Ergebnis ist ein-

Tabelle III.
Ergebnisse für die in Bild 10 dargestellten Schalldämmverläufe.

Dämmkurve		Luftschallschutzmaß			$\bar{R}$	Multiterz-	Rauschen,
		DIN 4109	G-Kurve	6-dB-Kurve		klang	breitbandig
		dB	dB	dB	dB	phon	phon
a	L	-1	0	-5	50	47	52
	M	+2	+2	0	50	46	46
	N	+1	+2	+2	50	45	41
	O	0	+2	-1	50	46	48
b	L	-2	-2	-7	0	+2	+11
	M	+1	0	-2	0	+1	+ 5
	N	0	0	0	0	0	0
	O	-1	0	-3	0	+1	+ 7

leuchtend, denn bei L bleibt die ganze wirksame Bandbreite erhalten, während sie bei N am geringsten ist. Infolgedessen ist bei N die Lautstärke trotz des größeren Schallpegels bei tiefen Frequenzen merklich kleiner.

M und O unterscheiden sich subjektiv zwar nicht sehr, doch ist zu erkennen, daß O auf Grund der schlechteren Dämmung bei hohen Frequenzen eine etwas größere Lautstärke zugeordnet wird.

Aus der Zusammenstellung in Tabelle III b (Relativwerte) geht weiter hervor, daß bei dem breitbandigen Rauschen der Gültigkeitsbereich des Schallschutzmaßes und auch des $\bar{R}$ weit überschritten wird. Eine Ausnahme bildet das auf die 6-dB-Kurve bezogene Schallschutzmaß, das für das breitbandige Rauschen qualitativ dieselbe Entscheidung trifft, die aus der Lautstärkemessung folgt. Der Grund dafür ist in der – der 6-dB-Kurve eigentümlichen – strengen Bewertung der hohen Frequenzen zu suchen, die in diesem speziellen Fall von Vorteil ist. Schon bei Geräuschen, die nur bis 2000 Hz konstante Energie je Oktave besitzen, geht dieser Vorteil verloren, und bei extremen Dämmkurven, wie z. B. L, kommt es zu Fehlbewertungen (siehe Tabelle III a, großer Unterschied L gegen N).

Von der Ausnahme bei Dämmkurve L abgesehen, darf man behaupten, daß die vier objektiven Bewertungsarten beim Multiterzklang keine schlechteren Ergebnisse liefern als bei den natürlichen Geräuschen, die einen geringeren Frequenzumfang besitzen.

3.6. Versuche zur Trittlautstärke

Unter dem Begriff „Trittschall“ sollen hier die Geräusche verstanden sein, die bei unmittelbarer mechanischer Anregung von Decken entstehen. Solche Anregung ist, abgesehen von Gehgeräuschen, in der Praxis möglich, wenn beispielsweise ein Tisch auf der Decke verschoben wird oder wenn harte Gegenstände zu Boden fallen. Bild 4 enthält die Spektren zweier solcher Geräusche, die im Beobachtungsraum unter der Decke auftreten. Das schmal-

bandige Geräusch wird beim Verrücken eines Tisches hervorgerufen, das breitbandige, wenn Eisenschrauben aus etwa 80 cm Höhe auf eine 12 cm Massivbeton-Decke herabfallen. Der Oktavpegel des Trittschalls dieser Rohdecke ist in guter Näherung frequenzunabhängig. Dieser Frequenzgang wird durch vier Estriche abgewandelt gemäß Bild 11, in dem die Trittschallminderung dargestellt ist. E₁ ist ein

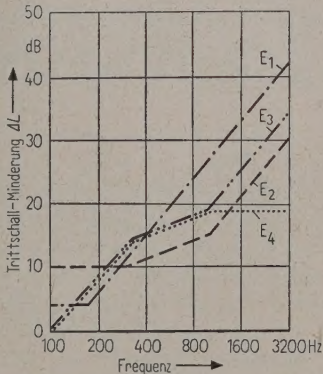


Bild 11. Trittschallminderungen durch verschiedene idealisierte Estriche.

Tabelle IV.
Ergebnisse der Trittschall-Versuche für Estriche nach Bild 11.

Bauteil		Trittschallschutzmaß		Tisch-	fallende
		DIN 4109	GT-Kurve	rücken	Schrauben
		dB	dB	phon	phon
Absolutwerte	Rohdecke	-18	-15	67	72
	E ₁	+ 2	+ 4	55	53
	E ₂	+ 2	+ 1	55	56
	E ₃	+ 1	+ 3	56	55
	E ₄	- 3	+ 2	57	58
Relativwerte	Rohdecke	0	0	0	0
	E ₁	+20	+19	-12	-19
	E ₂	+20	+16	-12	-16
	E ₃	+19	+18	-11	-17
	E ₄	+15	+17	-10	-14

Mittelwert für eine große Gruppe von Estrichen der Praxis, E_2 und E_4 entsprechen der Trittschall-Sollkurve nach Entwurf DIN 4109 bzw. einer Sollkurve, die von GÖSELE vorgeschlagen wurde (GT-Kurve). E_3 ist eine willkürliche Variante von E_4 , die gewählt wurde, um den Einfluß hoher und tiefer Frequenzen auf die Lautstärke der Geräusche in Erfahrung zu bringen.

Für alle fünf Einstellungen wird die Lautstärke im Beobachtungsraum in genau derselben Weise wie bei der Luftschalldämmung bestimmt (die Lautsprecher stehen im gleichen Raum). Die Ergebnisse sind in Tabelle IV zusammengestellt. Die Lautstärken sind jetzt, entsprechend den wirklichen Verhältnissen, im ganzen wesentlich höher als bei dem Luftschalldämmungsexperiment. Die durch die Estriche erzielten Verringerungen der Lautstärke sind für jedes Geräusch verschieden. Beim Tischrücken sind sie für alle Estriche fast konstant, bei den Schrauben dagegen kommen deutliche Abstufungen vor. Sieht man zunächst von E_4 ab, dann stimmen die Ergebnisse vom Tischrücken bis auf einen konstanten Betrag gut mit dem Trittschallschutzmaß nach Entwurf DIN 4109 überein, während beim Schraubenfall umgekehrt das G-Trittschallschutzmaß besser abschneidet.

Wichtig ist der Unterschied zwischen E_2 und E_4 zur Klärung der Frage, bei welcher Sollkurvenform die zu erwartende Lautstärke im Beobachtungsraum am kleinsten ist. Auf Grund der Daten in Tabelle IV entstehen nun bei E_4 (GT-Kurve) bei beiden Geräuschen die größeren Lautstärken. Diese Geräusche sind hinsichtlich des Spektrums zwar Grenzfälle, die aber häufiger vorkommen können (es brauchen nicht unbedingt Maschinenschrauben zu sein, die zu Boden fallen!). Lediglich bei schmalbandigen Geräuschen, die die lautstärkebestimmenden Kompo-

nenten nur im mittleren Frequenzbereich haben, können für die GT-Kurve günstigere Resultate erwartet werden.

In den untersuchten Fällen sind also die tiefen und hohen Frequenzen noch so wirksam, daß durch eine um 4 dB größere Dämmung innerhalb zwei Oktaven bei mittleren Frequenzen keine ausreichende Kompensierung eintritt. Für die Wirksamkeit hoher Frequenzen spricht ferner die um 1 bis 3 phon höhere Lautstärke von E_4 gegenüber E_3 .

Nun werde angenommen, daß E_2 um 4 dB im günstigen Sinne verschoben ist. Die zu erwartende Lautstärkeabnahme beträgt bei diesen hohen Pegeln etwa 4 phon. Die Lautstärkedifferenz zwischen dieser Dämmung E_2' und E_3 beträgt dann 5 bzw. 3 phon für Tischrücken bzw. Schraubenfall. Die bessere Dämmung bis 320 Hz von E_2' bewirkt also eindeutig geringere Lautstärke.

Wie schon bei der Luftschallbewertung wird demnach auch hier gefunden, daß eine Milderung der Zulassungsbedingungen im unteren und oberen Übertragungsbereich mit Vergrößerungen der Lautstärken der Störgeräusche verbunden ist. Außerdem bringt die Verschärfung der Bedingungen bei mittleren Frequenzen keine Vorteile bezüglich besserer Angleichung der objektiven an die subjektive Bewertung.

Die Untersuchungen wurden vom Bundesministerium für Wohnungsbau durch Gewährung einer Sachbeihilfe unterstützt.

(Eingegangen am 14. April 1959.)

Schrifttum

- [1] DIN 4109, Schallschutz im Hochbau, Entwurf Januar 1959.
- [2] RADEMACHER, H. J., Subjektive Bewertung der Schalldämmung, untersucht an elektrisch nachgebildeten Schalldämmkurven. *Acustica* 5 [1955], 19.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L' ABSORPTION ACOUSTIQUE PAR PANNEAUX PERFORÉS

par P. LIENARD

Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques, Chatillon sous Bagneux, France

Sommaire

Après avoir construit un abaque pour le calcul graphique rapide de l'absorption acoustique des cavités résonnantes déterminées par des panneaux perforés, on étudie expérimentalement l'absorption sur des fragments monocellulaires de ces panneaux, en vraie grandeur, et sous incidence normale, dans un tube à ondes stationnaires. La comparaison avec les formules théoriques montre un bon accord pour la fréquence de résonance, un accord assez bon pour la valeur de l'absorption, et on obtient ainsi des indications utiles sur la valeur de la résistance acoustique du col. Quelques essais sont faits en incidence aléatoire, dans une galerie expérimentale, puis avec des panneaux réels mis en œuvre.

Zusammenfassung

Nachdem ein Nomogramm für die rasche graphische Berechnung der akustischen Absorption in den Resonanzhöhlräumen durchlöcherter Platten entworfen wurde, wird die Absorption an einzelligen Teilstücken dieser Platten, in wahrer Größe versuchsmäßig in einem Rohr mit stehenden Wellen, und zwar bei senkrechtem Einfall, untersucht.

Der Vergleich mit den theoretischen Formeln zeigt gute Übereinstimmung für die Resonanzfrequenz, eine ziemlich gute Übereinstimmung für den Wert der Absorption. Man erhält so nützliche Hinweise für den Wert des akustischen Widerstandes der Verengung. Einige Versuche bei zufallsmäßig verteiltem Einfall wurden in einer Versuchsanordnung durchgeführt und danach mit im Einsatz befindlichen wirklichen Platten.

Summary

A diagram is established whereby the acoustical absorption of resonant holes in perforated panels can be quickly determined. Then the absorption on full-scale monocellular fragments of these panels at normal incidence in a stationary-wave tube is experimentally studied. There is good agreement between theory and experiments for the resonance frequency, and fairly good agreement for the absorption value. Thus useful indications on the value of the acoustical resistance at the orifice can be obtained. Some tests are carried out at random incidence, first in an experimental gallery, next with real panels.

1. Introduction

La nécessité d'une insonorisation très poussée des sorties de gaz brûlés dans les nouveaux laboratoires de combustion de l'O.N.E.R.A. à Palaiseau, et les conditions de tenue aux gaz chauds et humides, ont conduit à l'emploi de panneaux perforés pour réaliser l'absorption acoustique aux parois des volumes de détente et carnaux de sortie.

Les calculs numériques fastidieux que nécessite tout projet, ont été effectués au moyen des abaques décrits dans un article antérieur [1] auquel on se reportera, ainsi qu'à la Fig. 1, pour la connaissance des notations, des équations, et du mode de calcul.

À l'aide de cette méthode graphique, on a cherché théoriquement les caractéristiques d'éléments susceptibles d'apporter l'absorption acoustique désirée, puis des essais expérimentaux ont été entrepris pour vérifier ces calculs et choisir définitivement une structure, finalement mise en œuvre, et essayée enfin dans les conditions réelles d'emploi.

Les grandeurs géométriques σ , e , l , Θ , l'absorption acoustique A , peuvent être imposées ou à choisir arbitrairement. La résistivité relative H ne peut être connue qu'expérimentalement. Il est bon de rappeler que cette dernière grandeur varie avec la viscosité de l'air et l'intensité sonore incidente et, bien entendu, la forme et la structure des cols résonateurs. Il y a avantage, comme on le voit par l'emploi de l'abaque, à ce que H soit assez grand

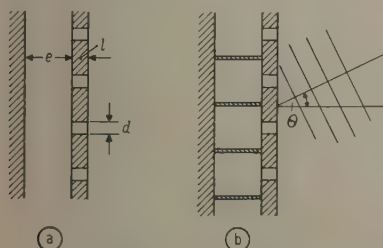


Fig. 1. Schéma de parois perforées;
(a) Structure continue,
(b) Structure cloisonnée.

(supérieur à 1) ; or, les résonateurs pour fréquences très basses vont conduire à des grandes dimensions, donc des cols assez larges, présentant peu de résistance. On augmentera celle-ci en fractionnant ces orifices ou en les garnissant de treillis fins (ou de matériaux fibreux quand les conditions extérieures le permettent). La résistivité H croîtra notablement avec l'intensité du son incident, c'est pourquoi l'absorption, assez faible lors des essais en vraie grandeur avec haut-parleur, s'est montrée bonne quand le bruit est produit par les chambres de combustion.

2. Étude expérimentale en tube à ondes stationnaires

2.1. Dispositif expérimental

Les premiers essais expérimentaux ont été faits sur des échantillons de petite dimension logés à l'extrémité d'un tube à ondes stationnaires (Fig. 2). Ces

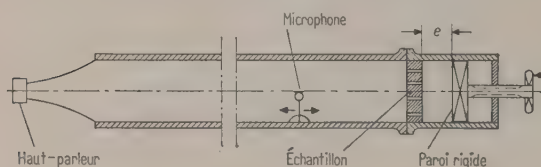


Fig. 2. Tube à ondes stationnaires de 20 cm x 20 cm.

échantillons reproduisent cependant, en vraie grandeur, l'un des éléments des panneaux perforés envisagés. En incidence normale, les structures cloisonnées ou non étant équivalentes, cet élément monocellulaire présente bien l'absorption unitaire de la paroi.

Ce tube, qui fait partie de l'équipement de mesure du Laboratoire d'Acoustique et a été construit suivant nos directives, est de section carrée de 20 cm x 20 cm, à parois d'acier de 2 cm d'épaisseur, polies et chromées intérieurement. Cette section permet l'étude des fréquences basses jusqu'à 800 Hz ; sa longueur est de 6 m. Le microphone de mesure se déplace sur une glissière de 4 m ; il est commandé de l'extérieur, soit par un moteur (déplacement très lent) ; soit manuellement. Les déplacements sont repérés à 1/10 mm près. Une extrémité est équipée d'un haut-parleur et l'autre extrémité mobile porte l'échantillon, écarté d'une distance connue du fond parfaitement réfléchissant, qui est un piston amovible.

Le tube utilisé est complété par l'appareillage de mesure Brüel et Kjær sur lequel on lit directement la valeur du coefficient de réflexion A pour la fréquence essayée.

Les échantillons étudiés dans ce tube sont des blocs de bois de 20 cm x 20 cm, enfoncés à frottement doux dans l'extrémité du tube ; leur épaisseur est de 5 cm, et ils sont perforés d'un ou plusieurs trous cylindriques de diamètres divers. Le volume résonnant est créé derrière le bloc en essai par retrait du piston rigide d'une longueur e mesurée (Fig. 3).

Les courbes ainsi construites de l'absorption mesurée en fonction de la fréquence sont comparées à celles calculées par les abaques précédents pour quelques valeurs supposées du coefficient H .

Pour un bloc percé de n trous de diamètre d (cm),

$$\text{le taux de perforation est } \sigma = \frac{n \pi d^2}{4 \times 400}.$$

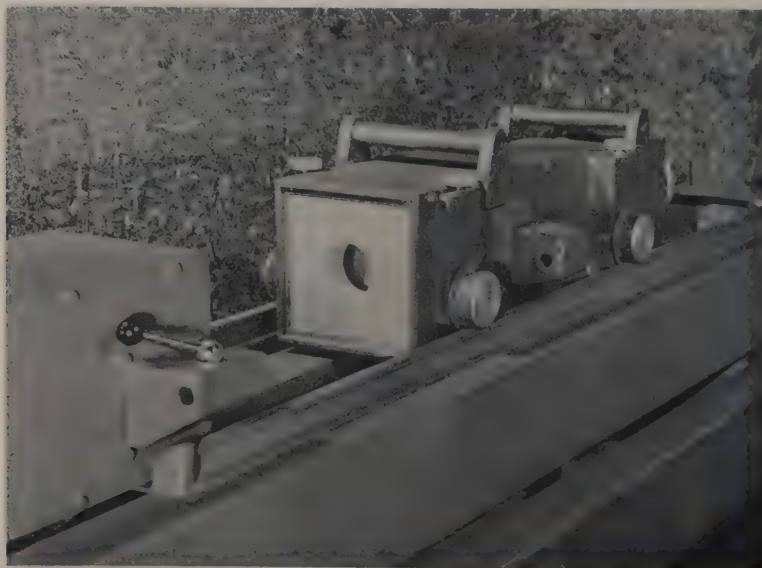


Fig. 3. Photographie d'un bloc expérimental à l'extrémité du tube à impédance.

La longueur corrigée l' du col est donnée par des formules assez empiriques, variant suivant les auteurs:

$l' = l + \frac{\pi d}{4}$ dans le cas d'un seul trou de diamètre d ,

$l' = l + \frac{\pi d}{8}$ dans le cas de plusieurs trous voisins,

$l' = l + 0,96 \sqrt{s}$ dans le cas d'un col non circulaire de section s ,

$l' = l + \sqrt{\pi} \frac{d}{4}$ d'après d'autres auteurs,

$l' = l + \frac{d}{2}$ pour prendre une formule plus simple.

2.2. Fréquences de résonance — Correction de col

Nous comparerons d'abord les fréquences de résonance théoriques et expérimentales. Les essais ont été faits en constituant les résonateurs comme décrits plus haut, avec:

- 5 blocs percés de 1 seul trou, de diamètre 3; 4; 6; 8 ou 10 cm,
- 3 blocs percés de 2 trous de même diamètre, 2,8; 4 ou 6 cm,
- 4 blocs percés de 4 trous de même diamètre, 2; 4 ou 6 cm.

Parmi ces derniers, l'un comportait 4 trous de 2 cm écartés de 10 cm, un autre, 4 trous de même diamètre écartés de 4 cm. Les percages de 1 trou de 4 cm, ou de 2 trous de 2,8, ou 4 trous de 2 cm, correspondent au même taux de perforation.

Ces éléments de panneaux perforés ont été placés devant des espaces d'air e de 10, 20 et 30 cm.

On a comparé ensuite les fréquences du maximum d'absorption observé expérimentalement avec les fréquences calculées. Il faut remarquer que le maximum d'absorption n'apparaît pas toujours pour l'égalité de la fréquence d'excitation et de la fréquence propre: on voit en effet sur la partie 2 de l'abaque [1] que l'absorption maximum est observée pour $\Omega = 1$

si K est inférieur à 0,1, mais que ce maximum se présente pour $\Omega = 0,8$, pour $K = 1,2$. La fréquence du maximum d'absorption se place toujours à une valeur un peu inférieure à la fréquence propre, ou au plus égale. C'est pourquoi la valeur de K a dû être calculée dans chaque cas.

Les mesures d'absorption des résonateurs à 1 seul col (1 seul trou dans le bloc de bois, Fig. 3) ont conduit aux valeurs des fréquences du Tableau I.

Les fréquences trouvées expérimentalement correspondent assez bien aux valeurs calculées; la correction de col $l' = l + d/2$ conduit à des valeurs plus proches des résultats expérimentaux que les autres formules de correction. Pour les orifices de grand diamètre, la correction de col semble trop grande dans tous les cas; il se peut que l'épaisseur e (ou le volume V du résonateur) intervienne aussi dans cette correction [2]. Ces résultats sont portés graphiquement sur la Fig. 4.

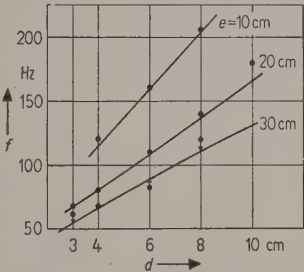


Fig. 4. Fréquences de résonance en fonction de d et e .

Ces expériences ne sont pas assez nombreuses pour conduire sûrement à une formule meilleure, et les écarts constatés ne sont pas gênants pour l'usage pratique de l'absorption des résonateurs.

Des mesures analogues ont été faites avec des résonateurs à deux cols et quatre cols. Les valeurs numériques obtenues, non reproduites pour ne pas surcharger cet article, conduisent aux conclusions suivantes:

Tableau I.

Diamètre d	3		4			6			8			10		cm
Taux de perforation	0,018		0,031			0,071			0,125			0,20		
Épaisseur e	20	30	10	20	30	10	20	30	10	20	30	20	30	cm
Fréquences mesurées	66	62	120	80	66	160	110	82	205	140	120	180	160	Hz
Fréquences calculées avec $l' = l + \frac{\pi d}{4}$	60	49	105	75	60	147	97	82	166	125	86	148	111	Hz
avec $l' = l + \sqrt{\pi} \frac{d}{4}$	65	54	115	82	68	167	113	91	204	143	113	169	135	Hz
avec $l' = l + \frac{d}{2}$	66	53	114	80	66	158	107	90	203	138	110	165	132	Hz

Comme précédemment, la correspondance entre les fréquences calculées et mesurées est assez bonne, et la correction de col $d/2$ conduit à des valeurs plus proches des résultats expérimentaux dans le cas de trous écartés de plus de 10 cm. Dans le cas de trous rapprochés, la correction $\pi d/8$ serait un peu meilleure, mais dans tous les cas, le calcul avec $l' = l + d/2$ conduit à des fréquences égales aux fréquences mesurées à 5% près environ.

C'est donc cette formule qui été adoptée pour la suite.

2.3. Courbes d'absorption — Résistance de col

Le coefficient de résistance H est inconnu a priori. Pour une structure placée sous incidence normale, la connaissance expérimentale du maximum d'absorption donne immédiatement la valeur de H par la partie 2 de l'abaque: en effet, le maximum d'absorption est obtenu sur l'abaque quand l'horizontale correspondant à la valeur de N^2 se confond avec l'axe des abscisses ($N^2 = 0$). La valeur de H est donc lue sur cet axe en face de la graduation correspondante des valeurs de A , intersections avec cet axe des courbes $A = \text{const.}$

On voit ainsi que la meilleure absorption sera obtenue pour $H = 1$. A chaque valeur du maximum de A correspondent deux valeurs de H . Il est facile de choisir celle qui est la vraie, car dans la plupart des systèmes pratiques, H est inférieur à 1. On doit de plus vérifier, sur plusieurs structures ayant des diamètres d de perforation différents, que H augmente quand d diminue (l'absorption maximum diminue).

On a construit au moyen de l'abaque les courbes de résonance des structures dont les caractéristiques sont données plus haut; la fréquence de résonance est la valeur expérimentale; la valeur de H est déduite de l'absorption maximum observée expérimentalement (soit lue sur la graduation H de l'abaque, soit calculée par $A_{\text{max}} = \frac{4H}{(H+1)^2} \cdot [1]$). Les résultats expérimentaux d'absorption sont comparés à ces courbes.

2.3.1. Résonateurs à un col (Tableau II)

Quelques unes des courbes théoriques et les points expérimentaux correspondants obtenus sont portés sur la Fig. 5, pour les résonateurs à un col de diamètre 4, 8 et 10 cm. L'accord est assez bon pour la plupart de ces courbes. L'absorption est en général un peu supérieure à celle prévue par les formules pour les fréquences supérieures à 1,5 fois celle de la résonance.

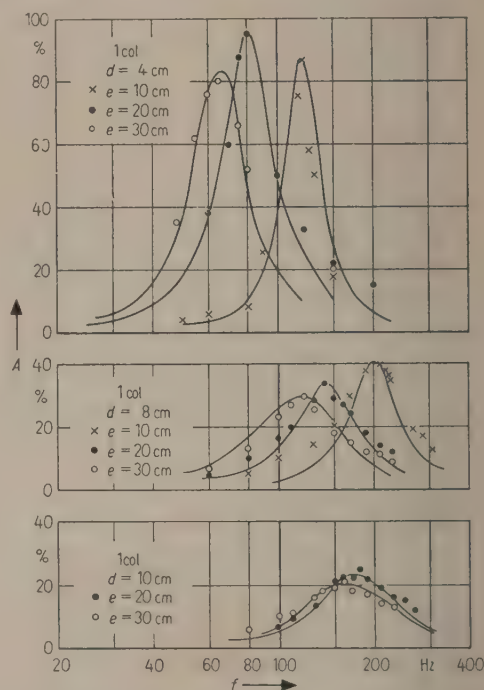


Fig. 5. Courbes d'absorption, résonateur 1 col; $d = 4, 8, 10$ cm; $e = 10, 20, 30$ cm.

2.3.2. Résonateurs à deux cols (Tableau III)

Les courbes théoriques et les points expérimentaux pour $d = 4$ cm sont portés sur la Fig. 6. Dans l'ensemble des résultats, l'accord est assez bon, sauf

Tableau II.

Diamètre d	3		4		6		8		10		cm			
Epaisseur e	20	30	10	20	30	10	20	30	10	20	30	20	30	cm
Absorption max. (observée)	96	87	87	96	83	77	60	60	41	34	29	24	21	%
H (calculé)	0,66	0,47	0,47	0,63	0,42	0,35	0,22	0,22	0,13	0,10	0,08	0,07	0,06	

Tableau III.

Diamètre d	2,8			4			6			cm
Epaisseur e	20	30	10	20	30	10	20	30	cm	
Absorption max. (observée)	92	86	63	46	44	30	22	20	%	
H (calculé)	0,55	0,45	0,24	0,15	0,14	0,09	0,065	0,06		

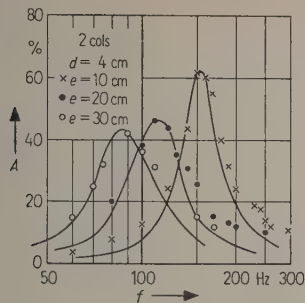


Fig. 6. Courbes d'absorption, résonateur 2 cols; $d = 4$ cm; $e = 10, 20, 30$ cm.

pour $d = 2,8$ cm, où les courbes d'absorption expérimentales trouvées sont plus étroites que les courbes théoriques ou, ce qui revient au même, l'absorption maximum est plus grande que ne le laisseraient prévoir les débuts et fins de courbes. Tout se passe comme si le coefficient H augmentait quand on approche de la résonance; ceci est probable car la résistivité du col croît avec la vitesse vibratoire de l'air dans le col, et à la résonance cette vitesse passe par un maximum. Cet effet ne serait sensible que pour des cols assez étroits, tant que les niveaux sonores ne sont pas trop élevés.

2.3.3. Résonateurs à quatre cols (Tableau IV)

Parmi les courbes théoriques et les points expérimentaux obtenus, ceux relatifs à $d = 4$ cm sont reproduits Fig. 7.

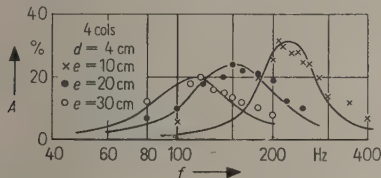


Fig. 7. Courbes d'absorption, résonateur 4 cols; $d = 4$ cm; $e = 10, 20, 30$ cm.

Sauf dans le cas de quatre trous écartés de 10 cm où la courbe d'absorption obtenue est plus étroite que la courbe prévue, l'absorption aux fréquences de l'ordre de 1,5 à 2 fois la fréquence de résonance, est un peu plus grande que ne l'indique le calcul.

On observe une diminution considérable de l'absorption maximum, donc de la résistivité relative H ,

soit quand la section de col augmente, soit quand l'épaisseur de l'intervalle d'air augmente, alors que théoriquement cette dimension n'intervient pas dans l'absorption maximum, mais seulement dans la fixation de la fréquence d'absorption et de la largeur de résonance, par le paramètre K . Il semble donc que cette épaisseur réagisse pratiquement sur la résistivité du col.

Malgré ces écarts observés par rapport à la loi théorique, les courbes de résonance obtenues correspondent assez bien aux courbes théoriques, si on détermine le coefficient H à partir du maximum d'absorption.

2.4. Détermination de H par l'intervalle quadrantal

L'intervalle quadrantal est, rappelons-le, l'intervalle des deux fréquences pour lesquelles on observe, sur une courbe de résonance, une amplitude égale à la moitié du maximum. On a indiqué précédemment [1] comment, à partir de la connaissance de cet intervalle quadrantal, relevé sur une courbe de résonance expérimentale, on détermine par l'abaque la valeur de H connaissant K : on porte, à l'échelle de cet abaque, cet intervalle de fréquence sur un tronçon d'horizontale entre les deux branches de la courbe $K = \text{const}$ correspondante, et l'intersection de cette horizontale avec la courbe de la valeur de A égale à la moitié du maximum observé, est l'abscisse de la valeur de H cherchée.

Cette méthode peut sembler plus précise que la précédente qui partait de la seule connaissance de A maximum. En fait, les courbes expérimentales (dont certaines reproduites Fig. 5, 6, 7) conduisent sensiblement aux mêmes valeurs de H , et aux mêmes courbes théoriques, par les deux procédés. La valeur du maximum de A intervient aussi dans le deuxième puisqu'on prend la moitié de ce maximum pour définir l'intervalle quadrantal, et avec l'acuité des courbes K , la précision du graphique n'est pas meilleure qu'en prenant directement H en regard de A maximum. Il est d'ailleurs plus aisé de déterminer expérimentalement le sommet d'une courbe de résonance que ses flancs.

La première méthode de détermination de H semble donc au moins aussi précise et plus rapide, la deuxième intervenant comme vérification dans certains cas douteux.

Tableau IV.

Diamètre d	2*		2**		4			6			cm
Epaisseur e	20	30	20	30	10	20	30	10	20	30	cm
Absorption max. (observée)	81	80	79	76	32	24	20	17	12	10	%
H (calculé)	0,39	0,38	0,37	0,34	0,10	0,08	0,06	0,05	0,04	0,035	

* Trous écartés de 10 cm d'axe en axe.

** Trous écartés de 4 cm d'axe en axe.

2.5. Essai d'une plaque perforée de trous coniques

Une plaque de produit préfabriqué pour l'insonorisation a été essayée au tube à ondes stationnaires suivant la même méthode que les échantillons précédents. Cette plaque était en plâtre de 15 mm d'épaisseur, percée de trous coniques ayant 7 et 6 mm de diamètre sur chaque face, la grande base des trous exposée au son. Leur écartement était de 20 mm d'axe en axe. Le taux de perforation était donc de 0,096 sur une face et 0,07 sur l'autre. La plaque était écartée de 30 mm du fond réfléchissant.

Le calcul indiqué ne concerne que des orifices de section constante. Pour l'appliquer dans le cas de cols tronconiques, on a cherché un diamètre constant équivalent. Le calcul de la fréquence d'absorption maximum correspondant à des cols cylindriques de diamètres 6; 6,5 et 7 mm, conduit aux valeurs 625, 660 et 720 Hz.

Expérimentalement, le maximum d'absorption a été observé à 720 Hz. Dans la limite de précision des quelques expériences faites, on peut donc admettre que la grande base des orifices tronconiques, exposée à l'arrivée du bruit, conditionne les valeurs des paramètres σ et l' .

La courbe de résonance calculée ainsi, pour la plaque définie ci-dessus, avec une absorption maximum expérimentale de 0,58 (soit $H=0,22$) est construite sur la Fig. 8. La concordance avec les points expérimentaux est bonne. Les hypothèses ci-dessus rendent donc l'abaque proposé utilisable.

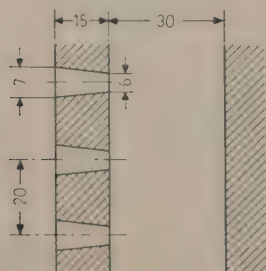
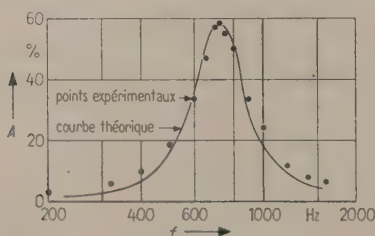


Fig. 8. Courbes d'absorption, plaque perforée de trous tronconiques.

2.6. Influence d'un remplissage fibreux

On sait qu'on augmentera notablement la résistance du col en disposant derrière lui une plaque

de matériaux fibreux tel que le feutre de verre. La présence de ces fibres entraîne une diminution de taux de perforation σ et de l'épaisseur e (diminution du volume effectif du résonateur).

Conservant les dimensions fixées ci-dessus, on a disposé derrière la plaque précédente une feuille de 20 mm de fibre de verre superfine très poreuse, ou une feuille de laine minérale. On observe un abaissement de la fréquence de résonance et une augmentation importante de l'absorption, celle-ci atteignant un maximum de 99 et 98% (voir Fig. 9).

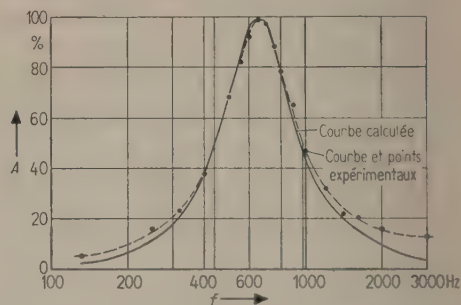


Fig. 9. Courbes d'absorption, plaque perforée avec remplissage partiel de fibre de verre.

Les grandeurs f_0 et K ne dépendant plus des seules dimensions géométriques, ne peuvent plus être déterminées au moyen de l'abaque à points alignés usuel, mais doivent être déduites des courbes de résonance expérimentales.

L'expérience montre que le coefficient K n'a pas varié sensiblement, mais la fréquence propre a un peu diminué, indiquant ainsi que e aurait dû augmenter, et non diminuer, pour K constant, car

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{e}}$$

La théorie simple établie n'est donc pas vérifiée par cette expérience, assez réduite il est vrai, et ne conduisant qu'à de petites variations; cela semblerait montrer qu'effectivement, en présence de grandes résistances, les formules de résonateurs sont moins simples que prévu. Toutefois, les écarts restent faibles. La courbe théorique d'absorption de ce résonateur, avec $K=0,4$, $H=1$, $f_0=665$ Hz ($f_{\max}=650$ Hz) est construite Fig. 9 à côté de la courbe expérimentale. Les deux courbes coïncident sur une bonne partie de leur longueur et ne s'écartent notablement que pour les fréquences éloignées de la résonance, où les absorptions pratiques sont, comme précédemment, plus grandes que les absorptions calculées.

2.7. Résonateurs en série

Si l'on dispose l'une derrière l'autre deux plaques perforées parallèles à un mur rigide, on réalise deux

volumes résonnants reliés l'un à l'autre. Si ces volumes sont égaux (et les plaques identiques), ils ont, séparément, la même fréquence de résonance et on sait qu'une fois couplés en série, on observera deux fréquences propres encadrant la fréquence unique précédente, pour laquelle se produira une anti-résonance.

L'expérience a été faite avec deux des plaques perforées précédentes, écartées de 30 mm, et la deuxième placée à 30 mm de la paroi, ce deuxième volume étant amorti par laine minérale (Fig. 10). On observe bien un minimum d'absorption pour la fréquence qui donnait le maximum dans le cas d'un seul résonateur, et deux maximums de part et d'autre. L'absorption, multipliée par le «coefficient de couplage», devient très importante, et ce simple résultat montre l'intérêt pratique d'une telle disposition, qui cependant a l'inconvénient d'une plus grande complication de montage.

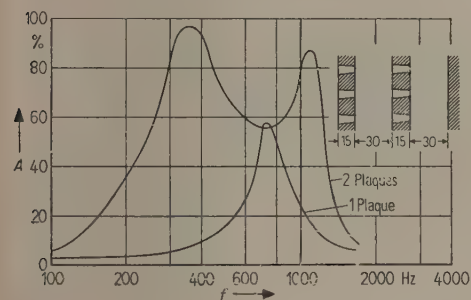


Fig. 10. Courbes d'absorption expérimentale d'une plaque perforée et d'un système de deux plaques parallèles.

Le calcul par abaque, suivant les formules simples, n'est évidemment plus possible; une étude, d'ailleurs classique (circuits couplés), serait à reprendre dans ce cas.

3. Étude expérimentale en galerie (grand angle d'incidence)

3.1. Dispositif et résultats expérimentaux

Pour des essais en vraie grandeur nous avons pu disposer, dans le Fort de Palaiseau, d'une galerie de 30 m de long en ligne droite, ouverte à une extrémité sur l'extérieur, terminée à l'autre par un coude vers un couloir plus large, le tout enterré. Cette galerie, voûtée en berceau, est construite en meulière, sans aucun enduit; son sol est en terre battue; elle mesure 1,80 m de hauteur sous voûte et 1 m de large (Fig. 11). L'une de ses parois a été garnie d'un mur de briques perforées laissant entre la paroi et lui un intervalle de 10 cm.

Un haut-parleur a été disposé à 5 m de l'entrée de la galerie, émettant un bruit blanc intense, obli-

quement par rapport à l'axe, de manière à provoquer des ondes transversales et non rasantes sur les parois. L'autre extrémité de la galerie a été garnie de plaques absorbantes à 45° de manière à éviter les réflexions.

Les briques ont été disposées en panneaux de 2 ou 4 m de long chacun (voir Fig. 11), constitués, soit de 100% de briques perforées (dimensions 6 cm × 11 cm × 22 cm, à 10 trous carrés de 2,2 cm), soit de 50% de briques perforées, et 50% de briques pleines, soit de 25% de briques perforées.

L'étude de cette galerie a été faite: avant toute édification de parois (absorption des parois existantes), avec les trois panneaux décrits ci-dessus, se succédant sans interruption, et avec des panneaux de

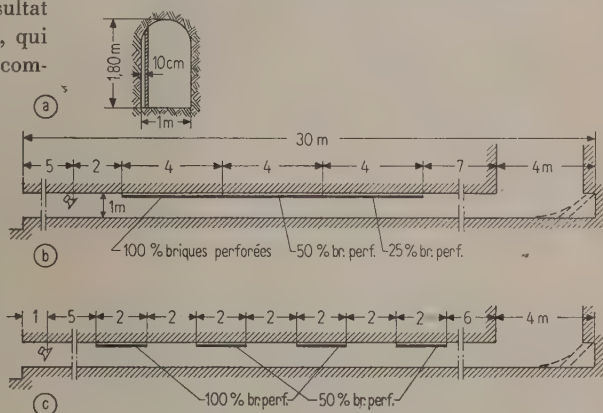


Fig. 11. Schéma de la galerie équipée pour mesures d'absorption;

- (a) coupe,
- (b) première disposition de briques perforées,
- (c) deuxième disposition de briques perforées.

briques non jointifs, de 2 m, séparés d'un intervalle de 2 m sans revêtement.

Dans tous les cas on a enregistré continuellement la décroissance du bruit dans chaque octave en déplaçant le microphone dans l'axe de la galerie (et même en quelques points au delà du coude) et en envoyant une impulsion repère tous les 2 m.

La décroissance du niveau sonore dans les 16 m qui suivent le début du revêtement absorbant (le niveau dans ce plan étant pris comme niveau de référence) est indiquée Fig. 12 pour le bruit global et Fig. 13 pour la 4ème octave (300 à 600 Hz) où se trouve le maximum d'absorption. Aux octaves aiguës, l'absorption de la paroi meulière est déjà élevée, et la différence apportée par les parois perforées reste faible.

La décroissance observée, un peu irrégulière au début du trajet, se régularise quand on s'éloigne. L'absorption obtenue par des murs discontinus est au moins aussi bonne que celle donnée par une paroi

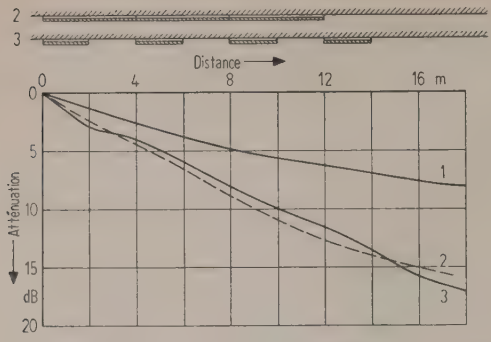


Fig. 12. Décroissance des niveaux sonores dans la galerie suivant la longueur, niveau global:
1: parois meulière,
2: premier revêtement briques perforées,
3: deuxième revêtement briques perforées.

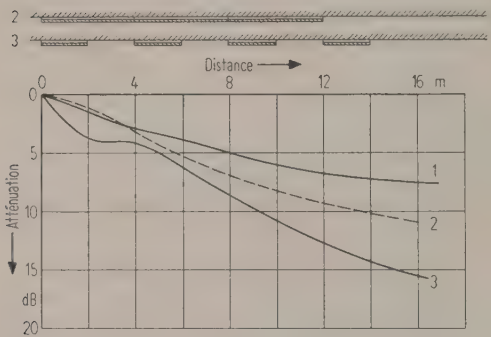


Fig. 13. Décroissance des niveaux sonores dans la galerie suivant la longueur, octave 4;
1: parois meulière,
2: premier revêtement briques perforées,
3: deuxième revêtement briques perforées.

continue. Le taux de décroissance est plus grand dans les premiers mètres, quel que soit le revêtement; ceci peut être expliqué par le fait que les ondes sonores deviennent de plus en plus obliques quand on s'éloigne du haut-parleur.

3.2. *Evaluation de l'absorption des diverses parois à partir des atténuations expérimentales*

La relation entre la décroissance des sons dans un tunnel et l'absorption de ses parois a été calculée par J. BRILLOUIN [3] et mise sous la forme

$$dN = 4,34 \frac{\sqrt{1 - A}}{p} dr.$$

dN étant la décroissance en décibels le long d'un trajet dr , A l'absorption moyenne des parois et p un

paramètre géométrique qui, pour un couloir, vaut $\pi S/P$, S étant la section du couloir et P son périmètre. Cette expression est établie pour des conditions assez mal réalisées ici (diffusion, absorption uniformément répartie...). En particulier on voit sur les enregistrements (valeurs reportées Fig. 12 et 13) que la décroissance du son n'est pas linéaire; nous l'emploierons cependant à défaut d'autre indication.

Sans détailler les calculs, donnons simplement les résultats obtenus pour le coefficient d'absorption A (en %) des diverses parties, aux 8 octaves et pour le bruit global (Tableau V).

Bien que ces valeurs soient assez peu précises, on notera l'accroissement très net de l'absorption dans l'octave 4 pour les murs de briques perforées, puis un autre accroissement dans les octaves supérieures.

3.3. *Calcul de l'absorption des parois perforées*

Dans le cas du premier mur, on a calculé, en utilisant les abaques précédents, les courbes théoriques d'absorption, pour les trois panneaux successifs, avec des angles d'incidence respectifs de 60, 70 et 80°, et un coefficient H de 0,30.

Les coefficients d'absorption moyens, déterminés par la méthode des trapèzes à partir des trois courbes d'absorption, pour les trois octaves 3, 4 et 5, sont 2, 17 et 7%, au lieu de 0,1, 7 et 2% trouvés expérimentalement. Cet écart considérable peut être expliqué par le fait que les hypothèses de J. BRILLOUIN, utilisées pour établir la formule qui nous a servi à déterminer l'absorption à partir de l'affaiblissement mesuré, ne sont pas satisfaites dans ces expériences. En effet, la décroissance des niveaux sonores en décibels, en fonction de la distance, n'est pas linéaire, la source n'est pas isotrope, et le choix des valeurs de Θ et H n'est pas guidé par des connaissances précises.

Une vérification meilleure a été faite avec la deuxième disposition de briques, dans laquelle des tronçons de murs homogènes sont séparés par des espaces non traités, et en considérant surtout les premiers tronçons plus proches de la source. Pour l'octave 4, on obtient comme absorption du premier tronçon de brique perforée la valeur 32%, alors que la valeur moyenne de l'absorption calculée à l'incidence moyenne $\Theta = 60^\circ$, est 31%.

De même, la deuxième paroi, comportant 50% de briques perforées conduit, sous l'incidence 70°, à une absorption moyenne calculée de 18% dans l'oc-

Tableau V.

Octave	1	2	3	4	5	6	7	8	$\bar{A}$
Paroi meulière	0,1	0,1	0,4	0,6	2,5	4	4	3	0,7
1° mur brique	0,1	0,1	0,1	7	2	9	9	16	8
2° mur brique	0,1	0,1	1,2	18	14	11	25	24	14

tave 4 et 6,5% dans l'octave 5. Les absorptions déterminées à partir des données expérimentales sont respectivement 10 et 6%.

Toutes les autres comparaisons montrent une absorption pratique beaucoup plus faible que celle calculée dans les octaves 3, 4 et 5, et nettement supérieure dans les octaves 6 à 8.

En conclusion, les mesures faites sont assez peu précises en raison de l'absorption des parois initiales et, de plus, l'incidence du son est inconnue.

On constate simplement que, pour une incidence pas trop grande, les formules employées donnent un ordre de grandeur valable de l'absorption et surtout de la fréquence du maximum d'absorption.

Aux fréquences supérieures à 4 fois celle de l'absorption maximum théorique, l'absorption est nettement plus grande que celle calculée, le calcul n'étant valable qu'autour de la fréquence théorique.

Enfin, on constate pratiquement que, si le son n'est pas diffusé d'une manière isotrope (condition de J. BRILLOUIN), la décroissance du niveau de bruit n'est pas linéaire le long de la galerie, mais décroît moins vite au bout d'un certain parcours à partir de la source. Il est intéressant, par contre, à égalité de surface absorbante, de disposer l'absorption en panneaux écartés les uns des autres plutôt que de les grouper (résultat déjà signalé par divers auteurs, en particulier voir [4]).

4. Application à l'absorption de bruits de combustion

4.1. Description des structures perforées choisies

Comme on l'a signalé dans l'introduction, ce principe d'absorption par cavités résonnantes a été utilisé dans les chambres de détente offertes aux gaz de combustion. Sous les salles d'essais les plus puissantes, les chambres de détente mesurent chacune environ 200 m³ (volume d'insonorisation compris), et communiquent avec la base de la cheminée d'évacuation (Fig. 14 et Fig. 15); celles correspondant aux autres cellules sont nettement plus petites.

En fonction des études précédentes, et tenant compte de diverses conditions de fabrication et montage, on a choisi comme éléments perforés des plaques de ciment de 5 cm d'épaisseur et de 1/2 m² de surface (exactement 99 cm × 50 cm) percées de 14 trous coniques ayant un diamètre de 5 cm sur la face avant et de 4 cm sur la face arrière. Pour simplification de la fabrication, cette seule sorte de plaque a été employée pour garnir toutes les parois verticales de la chambre de détente, de l'espace qui joint celle-ci à la base de la cheminée, et de cette base jusqu'à 4 m de hauteur. L'échelonnement des fréquences d'absorption a été obtenu par des écartements variables entre ces plaques et les murs rigides.

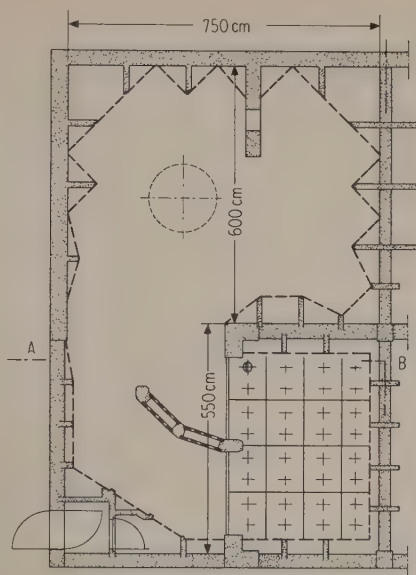


Fig. 14. Schéma du volume de détente et de la cheminée d'évacuation des gaz d'un laboratoire de combustion de l'O.N.E.R.A., montrant l'emplacement des divers résonateurs.

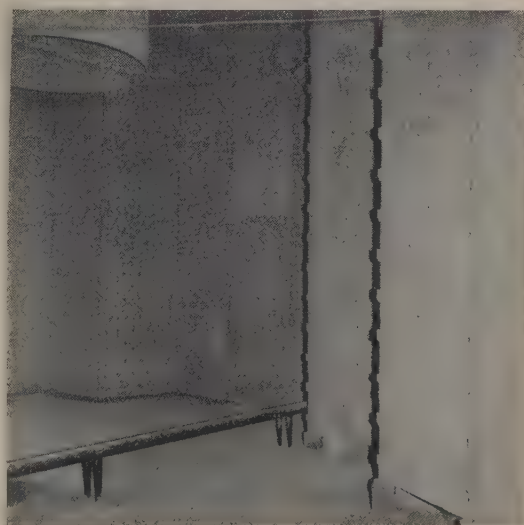


Fig. 15. Photographie de l'intérieur d'un volume de détente, montrant les panneaux perforés et leur fixation. En haut à gauche: tube d'arrivée des gaz chauds.

Pour accroître à la fois la diffusion du bruit et l'absorption, la plupart de ces plaques ne sont pas parallèles aux murs mais disposées en zig-zag en s'appuyant sur des voiles de béton perpendiculaires aux murs (Fig. 14, 15). De ce fait, les volumes résonnants ainsi délimités correspondent à des épaisseurs e des schémas précédents, échelonnées: 13, 20,

30, 60 et 150 cm. On montrera que les structures continues dont les cavités résonnantes sont en forme de prisme triangulaire, ont en fait une absorption plus étalée. C'est ainsi que les plaques situées devant des cavités dont la profondeur moyenne est 20 cm, semblent à peu près équivalentes à 50% des plaques avec $e=20$ cm et 50% avec $e=5$ cm.

Pour les très basses fréquences, cette collection de résonateurs a été complétée par 16 cavités de grand volume, disposées sous une dalle inclinée à la base même des cheminées. Ces cavités sont, 4 par 4, de volumes respectifs 0,63; 1,18; 1,77; 2,20 m³, correspondant à des épaisseurs d'air à parois parallèles à la dalle perforée, égales à 0,75; 1,40; 2,1; 2,6 m (Fig. 16).

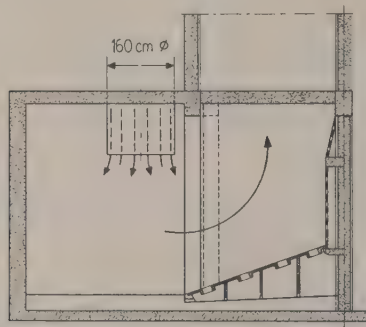


Fig. 16. Base de la cheminée.

Les plaques verticales ont un taux de perforation de 0,05 (on a vu que le grand diamètre des trous coniques est à prendre pour le calcul). Les dalles inclinées, percées de 2 trous de 25 cm de diamètre, avec un col de hauteur totale 13 cm, ont un taux de perforation de 0,114 et ces résonateurs seront calculés comme des structures cloisonnées.

4.2. Calcul des fréquences propres des divers résonateurs

N.B.: Extension d'emploi de l'abaque.

Quand les valeurs de l'intervalle d'air e dépassent les graduations de l'abaque, en se rappelant que K et f_0 varient comme $\sqrt{e}$, il suffit de prendre sur l'abaque la valeur $e/4$ au lieu de e , puis de multiplier par 2 la valeur de K lue et par $1/2$ celle de f_0 .

On a calculé par l'abaque [1] les fréquences f_M des maximums d'absorption des plaques perforées

verticales, pour trois incidences moyennes supposées des ondes sonores: 60°, 45°, 0°, ainsi que les fréquences f_M des dalles inclinées (égales à leurs fréquences de résonance). Ces fréquences sont portées sur le Tableau VI.

On voit donc que l'absorption sera ainsi répartie dans la gamme 20 à 500 Hz, et même au delà, d'après ce qui a été vu précédemment.

4.3. Calcul de l'absorption des panneaux perforés verticaux

La valeur de l'absorption elle-même dépend, comme on l'a vu, du coefficient H . S'appuyant sur les mesures faites en laboratoire, on peut estimer, dans le cas d'un bruit faible, que H est de l'ordre de 0,4 (cols de diamètre 4 cm, voir section 2). Cette valeur sera probablement plus grande si le niveau de bruit est élevé.

Toutefois, avec cette valeur de H , les courbes d'absorption théorique ont été tracées Fig. 17 pour les plaques perforées verticales, sous incidence moyenne 45°, et on a calculé ensuite l'absorption moyenne de l'ensemble de ces plaques, tenant compte du nombre des plaques de divers montages.

Cette absorption présente deux maximums, vers 140 et 280 Hz, et décroît ensuite au delà de 400 Hz

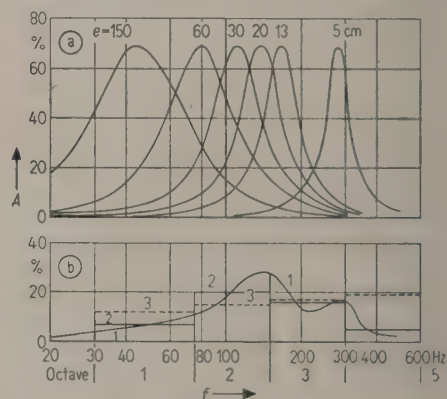


Fig. 17. Absorption calculée des plaques perforées verticales ($\Theta = 45^\circ$);

- (a) absorption des diverses zones, calculée;
- (b) absorption moyenne des parois de la chambre de détente;
- 1: calculée en fonction de la fréquence,
- 2: calculée moyenne par octave,
- 3: mesurée, par octave.

Tableau VI.

Plaques verticales, e		5	13	20	30	60	150	cm
incidence 60°	$f_M =$	400	230	190	155	110	63	Hz
incidence 45°	$f_M =$	280	170	135	110	78	45	Hz
incidence 0°	$f_M =$	200	120	98	80	56	36	Hz
dalles inclinées, $e =$		75	140	210	260			cm
	$f_0 =$	43	32	27	23			Hz

(Fig. 17 b, courbe 1). Les valeurs moyennes par octave ont été calculées et portées sur la Fig. 17 b (paliers 2) pour comparaisons ultérieures aux absorptions mesurées (paliers 3).

4.4. Calcul de l'absorption des dalles inclinées

Ce calcul a été fait au moyen de l'abaque pour les structures cloisonnées, avec une incidence du son supposée de 60°, et une valeur de H de 0,4. On en déduit l'absorption moyenne du plancher de la cheminée, constitué en proportions égales des quatre systèmes de résonateurs (Fig. 18).

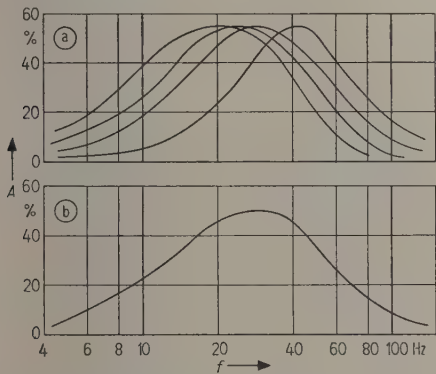


Fig. 18. Absorption calculée des dalles inclinées; (a) absorption des diverses dalles, (b) absorption moyenne du plancher de la cheminée.

On met ainsi en évidence l'intérêt des structures cloisonnées, dont la courbe d'absorption s'élargit quand l'incidence du son augmente (le maximum d'absorption diminue cependant avec le terme $H \cos \Theta$).

La disposition admise permet d'obtenir au total une absorption notable de toutes les fréquences, de 10 à 70 Hz, complétant celle des parois, échelonnées de 70 à 300 Hz, et même au delà, comme l'a montré l'étude expérimentale.

4.5. Mesures du temps de réverbération dans la chambre de détente

Il n'est pas aisé de mesurer les coefficients d'absorption des divers éléments mis en œuvre; ces

coefficients ont été déterminés à partir des mesures du temps de réverbération de la chambre de détente, avant et après pose des plaques perforées. On a obtenu les valeurs du Tableau VII.

La diminution est surtout notable pour les très basses fréquences. Tenant compte des surfaces et volumes en présence dans cette salle avant et après traitement, on peut évaluer l'absorption moyenne des parois perforées, qu'on comparera aux moyennes par octave, calculées à partir des courbes Fig. 17 (Tableau VIII).

Les mesures sont très peu précises: la forme irrégulière de la salle, la grande ouverture vers la cheminée dont l'absorption est mal connue, sont autant d'éléments d'incertitude qui ne favorisent pas l'application de l'équation de SABINE. Cependant, les chiffres obtenus ne sont pas trop éloignés de ceux prévus par le calcul précédent, sauf à l'octave 4, où l'absorption trouvée est nettement plus élevée que celle prévue, mais on a déjà signalé que l'absorption des résonateurs s'étend plus haut que ne le laisse prévoir le calcul qui n'est valable qu'autour de leur fréquence propre.

Il faut ajouter que l'absorption d'un son intense sera plus grande que celle des sons faibles étudiée expérimentalement, en raison de l'augmentation de la résistance des cols.

5. Conclusions

Les fréquences de résonance calculées par les formules usuelles, mises sous forme de l'abaque I [1], sont valables pour les structures perforées continues ou cloisonnées. La correction de col $d/2$ (d diamètre du col cylindrique) est une approximation suffisante, et dans le cas d'ouvertures coniques, c'est le plus grand diamètre, tourné vers l'arrivée du son, qu'il faut considérer.

Les valeurs de l'absorption, calculées par les formules de J. BRILLOUIN et mises sous forme de l'abaque II [1], sont en moyenne une assez bonne approximation, les coefficients de résistance H étant calculés par le même abaque dans des expériences préliminaires en incidence normale. La correspondance des courbes d'absorption calculées et mesurées, en incidence normale, est même en général assez bonne.

Tableau VII.

Octave	1	2	3	4	5	6	7	8
avant traitement	2,5	2,2	1,9	1,5	1,2	1	0,8	0,6
après traitement	1,6	1,4	1,35	1,0	1,05	1,1	1	0,8

Tableau VIII.

Octave	1	2	3	4	5	6	7	8	
Absorption parois béton	2	2	3	4	5	7,5	11	16 ?	%
parois perforées	12	15	17	19	13	7	11	16 ?	%

Une expérience sommaire a montré l'intérêt de résonateurs en série (parois perforées parallèles), mais d'une construction plus compliquée.

Il est facile d'étaler l'absorption des très basses fréquences au moyen de parois perforées d'un ou deux types, en faisant varier, d'un point à un autre, le volume de la cavité ainsi déterminée et on a avantage, dans la mesure du possible, à ne pas concentrer en une seule zone l'absorption de chaque bande de fréquence.

Dans le but de l'absorption du son le long d'un parcours de gaz, un grand volume de détente à parois absorbantes est plus efficace qu'une longue galerie avec les mêmes parois.

Enfin, anticipant sur les résultats d'autres mesures, effectuées mais non publiées, l'absorption des structures perforées d'orifices d'assez grande dimension augmente notablement avec le niveau du bruit incident émis, probablement parce que le terme de résistance relative H des cols se trouve accru. L'effica-

cité des dispositifs d'absorption ainsi réalisée s'est montrée plus grande en présence du bruit de statoreacteurs (120 à 140 dB) que lors des essais en haut-parleur (90 à 100 dB).

(Reçu le 29 Juin 1959.)

Bibliographie

- [1] LIENARD, P., Abaques pour le calcul de l'absorption acoustique des parois perforées. *Acustica* **8** [1958], 86.
- [2] CHERVET, D. et HENRY, J., Formule faisant intervenir la forme dans le calcul de la fréquence de résonance des résonateurs d'Helmholtz. *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris* **226** [1948], 1891.
- [3] BRILLOUIN, J., Acoustique des salles basses et des tunnels. *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris* **240** [1955], 2210.
- [4] LAMORAL, R., Sur la mesure des coefficients d'absorption de matériaux acoustiques par la méthode de la chambre réverbérante. *Ann. Télécommun.* **10** [1955], 206.
- [5] FERRERO, M. A. et SACERDOTE, G. G., Resonant absorbing metallic structures. *Acustica* **9** [1959], 23.

DIE GRENZEN DER HÖRBARKEIT VON FREQUENZ- UND TONZAHLÄNDERUNGEN BEI TONIMPULSEN

VON R. OETINGER *

Mitteilung aus dem Institut für Nachrichtentechnik der Technischen Hochschule Stuttgart

Zusammenfassung

Es wird die eben hörbare Frequenzdifferenz von aufeinanderfolgenden Tonimpulsen in Abhängigkeit von der Dauer der Impulse gemessen. Für die Messungen werden Tonimpulse mit Gaußscher und mit trapezförmiger Hüllkurve verwendet. Die Messungen werden für Tonfrequenzen von 250 Hz, 1 kHz und 4 kHz bei konstantem Schalldruckpegel von 60 dB ausgeführt. Die eben hörbaren Frequenzänderungen werden in die eben hörbaren Tonzahländerungen umgerechnet. Die eben hörbare Tonzahländerung ist von der Tonfrequenz praktisch unabhängig.

Summary

The just audible frequency differences between successive sound pulses is measured in relation to the duration of the impulse. Pulses with Gaussian and trapezian envelopes are used. The measurements were made for frequencies of 250, 1000 and 4000 c/s at a constant level of 60 dB. From the measurements the just audible change in tone number is calculated and found to be practically independent of tone frequency.

Sommaire

On mesure la différence de fréquence juste perceptible d'impulsions sonores successives en fonction de la durée de l'impulsion. Pour les mesures, on utilise des impulsions sonores ayant des enveloppes suivant une courbe de Gauss et une courbe à allure trapézoïdale. On effectue les mesures pour des fréquences sonores de 250 Hz, 1 kHz et 4 kHz à un niveau de pression acoustique constant de 60 dB. On convertit les changements de fréquence juste perceptibles en changements juste perceptibles de tonalité. Le changement juste perceptible de tonalité est pratiquement indépendant de la fréquence sonore.

1. Einleitung

Die eben hörbaren Tonhöhenänderungen eines Dauertones wurden von SHOWER und BIDDULPH [1] einerseits und von ZWICKER [2] andererseits für alle

interessierenden Tonhöhen und Lautstärken gemessen. Bei den Messungen beider Autoren wurde dem

* Jetzt Mitarbeiter der Telefunken G.m.b.H., Backnang.

Beobachter ein Dauerton mit konstanter Amplitude dargeboten, dessen Frequenz periodisch verändert wurde. In dieser Arbeit soll die Wahrnehmbarkeitsgrenze von Tonhöhendifferenzen von zwei aufeinander folgenden Tonimpulsen untersucht werden. Unter einem Tonimpuls wollen wir allgemein einen zeitlich begrenzten Ausschnitt aus einem Dauerton verstehen. Die Frequenz des Dauertones, aus dem der Tonimpuls ausgeschnitten ist, wird im folgenden kurz als die Tonfrequenz f_T des Tonimpulses bezeichnet. Bei diesen Messungen werden also nicht die eben hörbaren Frequenzschwankungen eines Dauertones untersucht. Vielmehr besteht zwischen dem Ende des einen Impulses mit der Tonfrequenz f_{T1} und dem Anfang des Vergleichsimpulses mit der Tonfrequenz f_{T2} eine Pause von der Dauer t_p . Die eben hörbare Frequenzdifferenz der aufeinander folgenden Tonimpulse ist von der Impulsdauer t_i , von der Tonfrequenz f_T , von der Pause t_p und von der Lautstärke der Impulse abhängig. In dieser Arbeit soll in erster Linie die Abhängigkeit von der Dauer der Impulse untersucht werden.

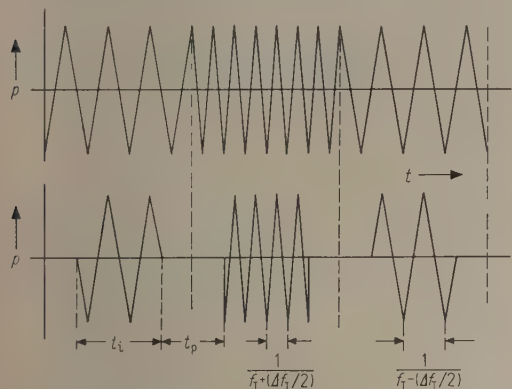


Bild 1. Schematische Darstellung des Schalldruckverlaufes einer Tonimpulsfolge mit alternierender Tonfrequenz.

Die Untersuchungen wurden nicht mit zwei einzelnen Tonimpulsen ausgeführt, sondern mit einer Folge von Tonimpulsen. Die Pulsfrequenz wurde jeweils so gewählt, daß sich zwischen dem Ende des einen Impulses und dem Anfang des nächsten Impulses der gewünschte Abstand t_p ergab. Die Impulse wurden aus einem Dauerton ausgeschnitten, dessen Frequenz im Rhythmus der Pulsfrequenz sprunghaft zwischen den Werten $f_T - (\Delta f_T/2)$ und $f_T + (\Delta f_T/2)$ geändert wurde. Der zeitliche Verlauf des Schalldruckes dieses frequenzmodulierten Dauertones ist in Bild 1 oben schematisch aufgetragen. Aus diesem Dauerton wurden die Impulse so ausgeschnitten, daß die Frequenzänderung immer während der Pause zwischen zwei Impulsen erfolgte. Die

Tonfrequenz der Impulse hatte damit, wie in Bild 1 unten zu sehen ist, abwechselungsweise den konstanten Wert $f_T - (\Delta f_T/2)$ bzw. $f_T + (\Delta f_T/2)$.

Die Versuche wurden mit dem BÉKÉSY-Audiometer durchgeführt [3]. Der Beobachter hatte die Aufgabe, die Frequenzdifferenz Δf_T so zu verändern, daß er die Tonhöhendifferenz einmal gerade noch wahrnehmen, dann wieder gerade nicht wahrnehmen konnte. Der Mittelwert dieser beiden Meßwerte wurde als die Grenze der Wahrnehmbarkeit von Tonhöhendifferenzen definiert. Die Messungen erfolgten mit einem elektrodynamischen Kopfhörer, dessen Frequenzgang in bekannter Weise [3] entzerrt wurde.

2. Impulsformen

Schaltet man einen Dauerton ruckartig ein oder aus, so empfindet das Gehör den Sprung als Knack. Ein solcher Knack erschwert den Vergleich der Tonhöhe zweier aufeinander folgender Impulse. Um stetige Übergänge zu erhalten, geben wir den Tonimpulsen eine Hüllkurve nach einer Gaußschen Fehlerfunktion [4]. Bild 2 zeigt oben das Oszillogramm eines solchen Tonimpulses. Der zeitliche Verlauf des Schalldruckes ist

$$p(t) = \sqrt{2} p_i \cos(\omega_T t + \varphi) e^{-\frac{\pi}{2} \left(\frac{t}{t_i}\right)^2} \quad (1)$$

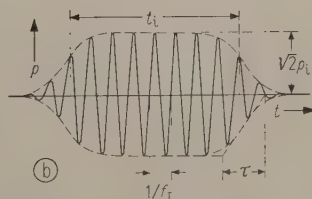
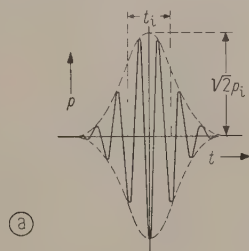


Bild 2. Impulsformen, (a) Tonimpuls mit Gaußscher Hüllkurve, (b) Trapez-Tonimpuls.

In Gl. (1) tritt die Größe t_i auf. Sie ist ein Maß für die Dauer des Tonimpulses. Die Bedeutung von t_i wird klar, wenn man die Schallenergie je Flächeneinheit eines solchen Tonimpulses betrachtet:

$$\frac{1}{Z_0} \int_{-\infty}^{+\infty} p^2(t) dt = \frac{1}{Z_0} p_i^2 t_i (1 + \cos 2\varphi \cdot e^{-4\pi f_T^2 t_i^2}) \quad (2)$$

(Z_0 Wellenwiderstand der Luft). Aus Gl. (2) ist zu sehen, daß für $4\pi f_T^2 t_i^2 \gg 1$ der Einfluß der Phase φ auf die Schallenergie verschwindend gering wird. Es gilt dann die Näherung

$$\frac{1}{Z_0} \int_{-\infty}^{+\infty} p^2(t) dt = \frac{1}{Z_0} p_i^2 t_i. \quad (3)$$

Schneidet man aus einem Dauerton mit dem effektiven Schalldruck p_i einen Tonimpuls der Dauer t_i mit rechteckiger Hüllkurve aus, so hat für eine genügend große Impulsdauer die Schallenergie des Rechtecktonimpulses ebenfalls angenähert den Wert $p_i^2 t_i / Z_0$. Die Dauer dieses Rechtecktonimpulses gleicher Schallenergie ist in Bild 2 gestrichelt eingetragen.

Bei dem in Bild 2 oben gezeichneten Tonimpuls wurde die Impulsdauer so gewählt, daß in den Zeitabschnitt t_i gerade zwei Vollschrwingungen des Sinustones fallen. Es gilt also für diesen Impuls $t_i = 2/f_T$. Für einen solchen Impuls ist der Fehler für die Schallenergie, der durch die Näherung nach Gl. (3) entstehen kann, völlig zu vernachlässigen ($e^{-16\pi} \approx 0,2 \cdot 10^{-21}$). Wählt man die Impulsdauer so, daß in den Zeitabschnitt t_i nur eine einzige Halbschwingung fällt, d. h. ist $t_i = 1/(2f_T)$, so ist der größte relative Fehler $\varepsilon \leq e^{-\pi} = 0,043$. Einem solchen Fehler entspricht eine Abweichung des Pegels der Schallenergie von 0,2 dB. Der größte Fehler, der entstehen kann, ist also innerhalb der akustischen Meßgenauigkeit.

Sehr langen Impulsen geben wir, wie Bild 2 unten zeigt, ein horizontales Impulsdach und bilden lediglich die Flanke der Hüllkurve angenähert nach einem Gaußschen Fehlerintegral aus. Legt man an der Stelle des steilsten Anstieges der Hüllkurve die Tangente an, und nähert damit die Hüllkurve durch ein Trapez an, so erhält man ein Maß für die Anstiegszeit τ der Hüllkurve. — Im folgenden wollen wir den in Bild 2 unten gezeigten Impuls vereinfachenderweise als Trapeztonimpuls bezeichnen.

Tonimpulse sind gekennzeichnet: 1. durch ihre Dauer t_i (Trapeztonimpulse zusätzlich durch ihre Anstiegszeit τ), 2. durch den Effektivwert p_i des Schalldruckes des Dauertones, aus dem die Impulse ausgeschnitten sind, 3. durch die Tonfrequenz f_T und 4. durch die Phase φ für den Zeitpunkt $t=0$. So wie die Schallenergie der Impulse mit größer werdender Impulsdauer von der Schaltphase unabhängig wird, so ist in gleicher Weise für eine größere Impulsdauer das Gehör nicht in der Lage, Unterschiede in der Phase festzustellen. In der vorliegenden Arbeit wurden deshalb die Impulse mit willkürlicher Phase aus dem Dauerton ausgeschnitten.

3. Die eben hörbare Frequenzdifferenz von Tonimpulsen

Bild 3 zeigt in Abhängigkeit von der Dauer t_i die eben hörbaren Frequenzdifferenzen Δf_T von Tonimpulsen. Parameter der Kurven ist die mittlere Tonfrequenz f_T . Die Tonfrequenz der Impulse be-

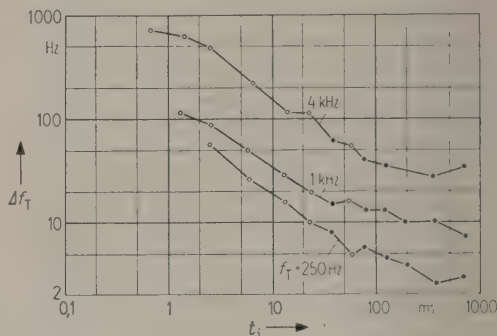


Bild 3. Gerade hörbare Frequenzdifferenz von Tonimpulsen in Abhängigkeit von der Impulsdauer t_i . Parameter der Kurven ist die Tonfrequenz f_T der Impulse. Die eingezeichneten Punkte zeigen die Meßwerte für Trapez-Tonimpulse an. Die eingezeichneten Kreise zeigen die Meßwerte für Tonimpulse mit Gaußscher Hüllkurve an ($L_{p_i} = 60$ dB, $t_p = 0,25$ s).

trägt demnach, wie im Abschnitt 1 ausgeführt wurde, $f_T + (\Delta f_T/2)$ und $f_T - (\Delta f_T/2)$. Die Messungen wurden von vier Beobachtern ausgeführt. Die in Bild 3 eingezeichneten Meßwerte sind die Mittelwerte der von den vier Beobachtern eingestellten Frequenzdifferenzen. Die eingezeichneten Punkte zeigen die Meßwerte für Trapez-Tonimpulse an. Die Flankensteilheit der Hüllkurve dieser Impulse beträgt $\tau = 10$ ms. Die eingezeichneten Kreise zeigen die Meßwerte für Tonimpulse mit Gaußscher Hüllkurve an. Der längste Tonimpuls mit Gaußscher Hüllkurve hat die effektive Dauer $t_i = 60$ ms. Der kürzeste Trapez-Tonimpuls hat die effektive Dauer $t_i = 35$ ms. Die Bereiche beider Impulsarten überschneiden sich also. Zwischen beiden Impulsarten sind innerhalb der Meßgenauigkeit keine Unterschiede in den Meßergebnissen festzustellen.

Der Schalldruckpegel der Impulse beträgt

$$L_{p_i} = 20 \lg \frac{p_i}{p_0} = 60 \text{ dB}. \quad (4)$$

Die Länge der Pause zwischen zwei Impulsen beträgt $t_p = 0,25$ s. Für den Impuls der Dauer $t_i = 0,36$ s wurde die eben hörbare Frequenzdifferenz auch in Abhängigkeit von der Dauer der Pause untersucht. Es zeigte sich, daß mit größer werdender Pause die eben hörbare Frequenzdifferenz ansteigt. Gleichzeitig wächst jedoch auch die Meßgenauigkeit. Der Beobachter muß die empfundene Tonhöhe

über die Pause hinweg mit der Tonhöhe des nächstfolgenden Impulses vergleichen. Dies wird um so schwieriger, je größer die Pause wird. Vom Standpunkt der Meßgenauigkeit wäre demnach eine sehr kleine Pausenzeit zweckmäßig. Andererseits bewirkt eine sehr kleine Pausenzeit, daß bei kurzen Impulsen die Pulsfolgefrequenz so groß wird, daß man die Impulse nicht mehr eindeutig als Einzelimpulse wahrnehmen kann. Die gewählte Pausenzeit von $t_p = 0,25$ s stellt einen Kompromiß zwischen beiden Forderungen dar. Die Pulsfolgefrequenz ist dann stets kleiner als 4 Hz; die Impulse sind also noch deutlich als Einzelimpulse wahrnehmbar.

Aus Bild 3 ist zu ersehen, daß die eben hörbare Frequenzdifferenz für $t_i > 300$ ms von der Dauer der Impulse praktisch unabhängig ist. Im Abschnitt 4 dieser Arbeit werden diese Meßwerte mit den eben hörbaren Frequenzänderungen eines Dauertones verglichen. Dieser Vergleich läßt sich leichter durchführen, wenn wir an Stelle der eben hörbaren Frequenzänderung die eben hörbare Tonzahländerung betrachten. Ist die Dauer der Impulse kleiner als 300 ms, so wird die eben hörbare Frequenzdifferenz um so größer, je kürzer die Impulse werden. Das Gehör ist also um so weniger in der Lage, die Tonhöhe eines Tonimpulses zu analysieren, je kürzer der Tonimpuls ist.

4. Die eben hörbare Tonzahländerung von Tonimpulsen

Ein Sinuston erregt das Cortische Organ nur auf einer bestimmten Länge. Das Maximum dieser Erregung entfernt sich um so mehr vom Helikotrema, je höher die Frequenz ist. Der Abstand der Maximalerregung vom Helikotrema steht in einem linearen Zusammenhang zur Tonzahl z . Die Tonzahl dient uns als Maß für die subjektiv empfundene Tonhöhe. Sie steht in einem eindeutigen Zusammenhang zu der Frequenz des Sinustones. Für Frequenzen unter 500 Hz besteht zwischen Tonzahl und Frequenz ein linearer Zusammenhang. FELDTKELLER und ZWICKER [3] haben deswegen die Einheit „mel“ für die Tonzahl so gewählt, daß unterhalb 500 Hz Tonzahl und Frequenz den gleichen Zahlenwert erhalten¹. Bild 4 zeigt die Abhängigkeit der so definierten Tonzahl z von der Tonfrequenz f .

STEVENS und DAVIS [5], sowie FELDTKELLER und ZWICKER [6], [3], haben auf Grund des Zusammenhanges zwischen Tonzahl und Frequenz die eben hörbaren Frequenzänderungen eines Sinustones in die eben hörbaren Tonzahländerungen umgerechnet. Sie fanden, daß für alle interessierenden Tonfrequenzen eine Tonhöhenänderung dann wahr-

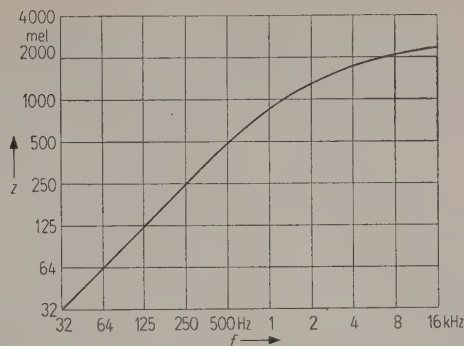


Bild 4. Die Tonzahl z in Abhängigkeit von der Frequenz (nach FELDTKELLER und ZWICKER [3]).

genommen wird, wenn die entsprechende Änderung der Tonzahl eine bestimmte Größe überschreitet. FELDTKELLER und ZWICKER fanden für einen Schalldruckpegel von 80 dB den mittleren Wert von $\Delta z = 2,5$ mel. Es erhebt sich die Frage, ob dieses einfache Gesetz auch für die eben hörbaren Tonzahländerungen von Tonimpulsen gilt.

Die in Bild 4 abgebildete Funktion $z(f)$ läßt sich an einer bestimmten Stelle f_T in eine Taylorsche Reihe entwickeln. Da die Frequenzänderungen relativ gering sind, kann die Reihe nach dem ersten Glied abgebrochen werden. Es besteht dann der lineare Zusammenhang

$$\Delta z = \frac{dz(f_T)}{df} \Delta f. \quad (5)$$

Die Größe $dz(f_T)/df$ ist von der Frequenz f_T , um die die Änderungen ausgeführt werden, abhängig. Aus Bild 4 entnimmt man:

$$\begin{aligned} \text{für } f_T = 250 \text{ Hz: } & \frac{dz}{df} = 1 \frac{\text{mel}}{\text{Hz}}, \\ \text{für } f_T = 1 \text{ kHz: } & \frac{dz}{df} = \frac{1}{2} \frac{\text{mel}}{\text{Hz}}, \\ \text{für } f_T = 4 \text{ kHz: } & \frac{dz}{df} = \frac{1}{8} \frac{\text{mel}}{\text{Hz}}. \end{aligned} \quad (6)$$

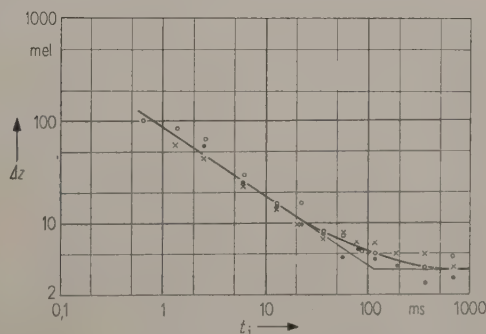


Bild 5. Gerade hörbare Tonzahländerung von Tonimpulsen in Abhängigkeit von der Impulsdauer t_i ($L_{pi} = 60$ dB, $t_p = 0,25$ s, $\bullet$ $f_T = 250$ Hz, $\times$ $f_T = 1$ kHz, $\circ$ $f_T = 4$ kHz).

¹ Nach amerikanischer Norm besteht davon abweichend die Beziehung [5]: für $f = 1000$ Hz ist $z = 1000$ mel.

Auf Grund dieser Beziehungen wurden die eben hörbaren Frequenzänderungen aus Bild 3 in die eben hörbaren Tonzahländerungen umgerechnet. Das Ergebnis ist in Bild 5 aufgetragen. Die eingezeichneten Punkte zeigen die eben hörbare Tonzahländerung für Tonimpulse mit der Tonfrequenz $f_T = 250$ Hz. Die eingezeichneten Kreuze und Kreise zeigen die entsprechenden Meßwerte für $f_T = 1$ kHz und 4 kHz. Aus Bild 5 ist zu ersehen, daß die eben hörbare Tonzahländerung für alle gemessenen Impulslängen von der Tonfrequenz f_T praktisch unabhängig ist. Die Abweichungen der einzelnen Punkte untereinander liegen innerhalb der Meßgenauigkeit. Die in Bild 5 eingezeichnete Kurve stellt einen Mittelwert für die drei Meßreihen dar.

Für $t_i > 300$ ms hat die eben hörbare Tonzahländerung den konstanten Wert $\Delta z = 3,5$ mel. Dieser Wert ist etwas größer als der von FELDTKELLER und ZWICKER ermittelte Wert von $\Delta z = 2,5$ mel für die eben hörbare Tonzahländerung von Dauertönen. Das Gehör scheint also gegen eine Tonhöhenänderung etwas unempfindlicher zu sein, wenn zwischen den zu vergleichenden Tönen eine kurze Pause besteht. Für $t_i < 300$ ms wird die eben hörbare Tonzahländerung um so größer, je kürzer die Dauer der Impulse wird. Ist die Dauer kleiner als 40 ms, so läßt sich, wie in Bild 5 zu sehen ist, der Anstieg zu kürzeren Impulszeiten hin gut durch eine Gerade annähern. Da sowohl die Impulszeit t_i , als auch die Tonzahländerung Δz im logarithmischen Maßstab aufgezeichnet sind, bedeutet dies, daß sich der Zusammenhang zwischen Δz und t_i in diesem Gebiet rein formal durch eine Potenzfunktion annähern läßt. Aus der Neigung der Geraden finden wir die Beziehung

$$\Delta z t_i^{0,7} = \text{const.} \quad (7)$$

Verlängern wir diese Gerade zu langen Impulszeiten hin, so schneidet sie die horizontale Gerade, die den Wert für die sehr langen Tonimpulse darstellt, bei etwa 100 ms. Diese Zeit von 100 ms bildet die Grenze zwischen dem Bereich, in dem im wesentlichen das Zeitgesetz nach Gl. (7) gilt und dem Bereich, in dem angenähert die Gesetze für Dauertöne gelten.

Die Grenzzeit von 100 ms kann nicht als die „Zeitkonstante“ der Tonhöhenempfindung angesehen werden, denn Gl. (7) hat den Exponenten 0,7. Die-

ser Begriff wäre nur dann sinnvoll, wenn für die kurzen Impulse das einfachere Gesetz $\Delta z t_i = \text{const}$ gelten würde, so daß der Gesamtverlauf durch eine Exponentialfunktion angenähert werden könnte. Eine Annäherung der Meßwerte durch das Gesetz $\Delta z t_i = \text{const}$ ist jedoch nicht möglich. Dieses Gesetz würde, im doppeltlogarithmischen Maßstab aufgetragen, eine Gerade mit zu großer Neigung ergeben. Das Zeitgesetz, nach dem das Gehör die Tonhöhe analysiert, ist offenbar wesentlich komplizierter.

Wir haben oben erwähnt, daß die Tonzahl z ein Maß für den Ort der Haupterregung eines Sinustones auf dem Cortischen Organ ist. Die Ergebnisse dieses Abschnittes lassen sich auf Grund dieser Beziehung anders ausdrücken: Eine Tonhöhendifferenz zwischen zwei Tonimpulsen ist dann hörbar, wenn der Abstand der Haupterregung der beiden Impulse eine bestimmte Größe überschreitet. Diese Elementarstufe ist von der Tonfrequenz der Impulse unabhängig. Sie nimmt jedoch zu, wenn die Dauer der Impulse kleiner wird. Der genaue Zusammenhang ist durch Bild 5 gegeben.

Ich danke Herrn Dr.-Ing. E. ZWICKER für viele wertvolle Ratschläge und für seine Mithilfe beim Aufbau der recht umfangreichen Versuchsanlage. Mein Dank gilt ferner der Firma Telefunken GmbH., Backnang, für die Unterstützung und für das Entgegenkommen bei der Fertigstellung dieser Arbeit.

(Eingegangen am 23. Februar 1959.)

Schrifttum

- [1] SHOWER, E. G. und BIDDULPH, R., Differential pitch sensitivity of the ear. *J. acoust. Soc. Amer.* 3 [1933], 275.
- [2] ZWICKER, E., Die Grenzen der Hörbarkeit der Amplitudenmodulation und der Frequenzmodulation eines Tones. *Acustica* 2 [1952], Beiheft 3, AB 155.
- [3] FELDTKELLER, R. und ZWICKER, E., Das Ohr als Nachrichtenempfänger. S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1956.
- [4] FELDTKELLER, R. und OETINGER, R., Die Hörbarkeitsgrenze von Impulsen verschiedener Dauer. *Acustica* 6 [1956], 489.
- [5] STEVENS, S. S. und DAVIS, H., Psychophysiological acoustics: pitch and loudness. *J. acoust. Soc. Amer.* 8 [1936], 1.
- [6] FELDTKELLER, R. und ZWICKER, E., Die Größe der Elementarstufen der Tonhöhenempfindung und der Lautstärkeempfindung. *Acustica* 3 [1953], Beiheft 1, 97.

METHOD OF DETERMINING THE PROPAGATION PARAMETERS OF WAVE MOTION IN ACOUSTICAL MATERIAL

by W. K. R. LIPPERT

Division of Building Research, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization, Melbourne, Australia

Summary

A theoretical investigation is presented on a method of determining the propagation parameters of one-dimensional wave motion in a homogeneous acoustical material. It is demonstrated that the wavelength, attenuation constant for unit length and the characteristic impedance of such a wave motion can be specified in terms of the characteristic reflection and transmission factors of a sample of thickness l measured in a tube with a non-reflecting output duct, and that numerical evaluations can be made mostly with the aid of common nomograms of complex hyperbolic functions. Certain properties of the method which illustrate its usefulness are discussed in detail, for example, in the particular case in which two sets of characteristic factors of sample thicknesses l and $2l$ are available.

Sommaire

On présente une recherche théorique sur une méthode pour déterminer les paramètres de propagation des ondes dans un matériau acoustiquement homogène. On démontre que la longueur d'onde, la constante d'atténuation par unité de longueur et l'impédance caractéristique d'un tel mouvement des ondes peuvent s'exprimer en fonction des facteurs caractéristiques de réflexion et de transmission sur un échantillon d'épaisseur l mesurés dans un tube à sortie non réfléchissante; les évaluations numériques se font le plus souvent au moyen des nomogrammes connus des fonctions hyperboliques complexes. Certaines propriétés de cette méthode qui démontrent son utilité sont discutées en détail; par exemple le cas particulier dans lequel deux séries de facteurs caractéristiques sont utilisables pour les épaisseurs de l'échantillon l et $2l$.

Zusammenfassung

Es werden theoretische Untersuchungen über eine Methode zur Bestimmung der Fortpflanzungsparameter von eindimensionaler Wellenbewegung in homogenem akustischem Material dargestellt. Es wird nachgewiesen, daß die Wellenlänge, die Dämpfungskonstante pro Längeneinheit und der Wellenwiderstand einer solchen Wellenbewegung mit Hilfe der charakteristischen Reflexions- und Übertragungsfaktoren, die an einer Materialprobe der Dicke l in einem Rohr mit nicht-reflektierendem Abschluß gemessen worden sind, berechnet werden können, und daß numerische Berechnungen größtenteils mit Hilfe gewöhnlicher Nomogramme komplexer hyperbolischer Funktionen durchgeführt werden können. Gewisse Eigenschaften der Methode, die ihre Nützlichkeit erkennen lassen, werden im einzelnen diskutiert, z. B. in dem Sonderfall, in dem zwei Sätze von charakteristischen Faktoren, die zu Probendicken l und $2l$ gehören, vorliegen.

1. Introduction

Mechanical waves in an elastic medium or body can be divided into various types and it is well known that, in general, a wave motion may consist of a superposition of numerous modes of waves of different types [1], [2]. Theoretical and experimental methods for determining the propagation parameters of such waves tend to become more complex with increase in the number of types and modes occurring simultaneously, and consequently laboratory methods are favoured which permit investigations on only one mode of a certain type at a time [3], [4] - [8]. The method discussed below refers to this latter case, and deals with a special method for determining the propagation parameters, for instance the attenuation constant per unit length,

wavelength and characteristic impedance of a one-dimensional wave propagation in a homogeneous medium of acoustical material.

The purpose of this paper is to show how a complete set of such parameters can be determined from tube measurements on a sample of material, by applying the technique of the characteristic reflection and transmission factors which has been described in recent papers on acoustical filters [9], [10].

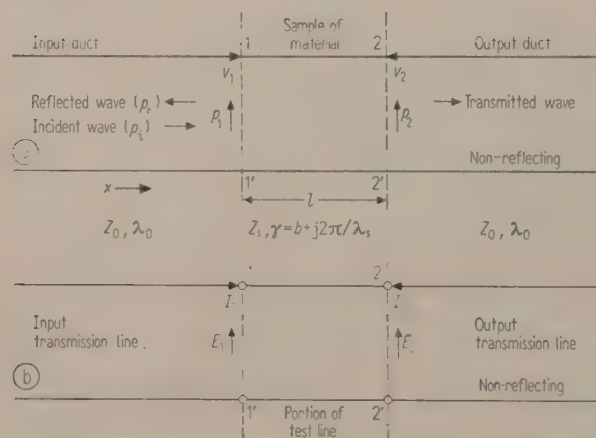
It will be demonstrated below that those propagation parameters can be computed wholly in terms of the characteristic factors of a single sample of thickness l , as well as in terms of two sets of such factors for sample thicknesses l and $2l$ respectively. This latter case leads to an interesting simplification of the analysis involved.

The present paper will be confined to a presentation of the theory of the method suggested, and, apart from a brief numerical example in section 6, details of the experimental technique and of measurements on samples of suitable acoustical materials will be reported elsewhere.

2. The characteristic factors in terms of the propagation parameters of a symmetrical sample

Consideration will first be given to the relationships between the characteristic reflection and transmission factors of a symmetrical sample in a duct and the propagation parameters of a one-dimensional wave motion in the sample material.

In a loss-free acoustical duct of cross-section S a portion of length l may be filled with a homogeneous layer of sample material (Fig. 1a). The two planes 1, 1' and 2, 2' which terminate the sample in the duct are perpendicular to the duct axis. They are the so-called input and output reference planes which separate the sample from the input and output ducts respectively. Assuming that only one mode of wave, e. g. plane waves, can be propagated in the input and output ducts, the characteristic acoustic impedance Z_0 (which is here a real number) and the wavelength λ_0 are the two basic quantities for describing the wave propagation in the ducts outside the sample.



It is assumed that the wave propagation along a sample of material of practically infinite thickness can be represented with good approximation by a single mode of wave, e. g. a damped wave with the complex propagation constant $\gamma = b + j 2 \pi / \lambda_s$ and a complex characteristic acoustic impedance Z_s . The specification of these parameters which are supposed to be independent of the particular thickness l can be seen clearly from the following notation for a progressive wave in the x -direction (cf. [11]):

$$p(x) = p_0 e^{j\omega t - \gamma x} = p_0 e^{j(\omega t - 2\pi x/\lambda_s)} e^{-bx} \quad (1)$$

and

$$\frac{p(x)}{v(x)} = \frac{p_0}{v_0} = Z_s, \quad (2)$$

where

- ω circular frequency,
- t time,
- x distance in direction of wave propagation,
- γ propagation constant,
- b attenuation constant in neper per unit length,
- λ_s wavelength in sample material,
- $p(x)$ sound pressure at distance x ,
- p_0 sound pressure at $x = 0$,
- $v(x)$ volume velocity at distance x ,
- v_0 volume velocity at $x = 0$,
- Z_s characteristic acoustic impedance of sample material.

In the input and output ducts the wavelength was called λ_0 and the characteristic acoustic impedance Z_0 . If the medium consists of air it yields

$$Z_0 = \rho_0 c / S, \quad (3)$$

where

- ρ_0 specific gravity of air,
- c sound velocity in air,
- S cross-section of ducts.

By probing the standing sound pressure wave in the input duct and the progressive wave in the output duct the characteristic reflection and transmission factors can be measured as has been shown previously [12]. In the particular case of a symmetrical and homogeneous layer of

Fig. 1.

(a) Acoustical input and output duct system (with characteristic impedance Z_0 and wavelength λ_0 as propagation parameters) showing sample of material of thickness l (with characteristic impedance Z_s and propagation constant $\gamma = b + j 2 \pi / \lambda_s$), input and output reference planes (1, 1' and 2, 2'), sound pressures (p_1 and p_2) and volume velocities (v_1 and v_2).

(b) Electrical analogy of one-dimensional wave motion along transmission lines with a portion of test line of length l showing input and output voltages (E_1, E_2) and currents (I_1, I_2).

thickness l the characteristic reflection factor may be called $R_l = A_l \exp(j \alpha_l)$ and the characteristic transmission factor¹ $T_l = B_l \exp(j \beta_l)$.

¹ The characteristic reflection factor is by definition the complex ratio of the sound pressure amplitudes of the reflected and incident waves at the input plane. The characteristic transmission factor is the complex ratio of the sound pressure amplitude of the transmitted wave at the output plane and of the incident wave at the input plane, when the output duct is non-reflecting.

For the purpose of showing how R_l and T_l are related to γl and Z_s/Z_0 , advantage will be taken of the usual analogy between the propagation of (plane) acoustical waves in a duct and of electromagnetic waves along transmission lines [13]. In Fig. 1 b the analogous electrical case on transmission lines has been illustrated. A portion of test line of length l with the characteristic impedance Z_s and propagation constant γ is terminated at the input and output terminals (1, 1' and 2, 2') by loss-free and homogeneous input and output transmission lines respectively. The propagation parameters of these input and output transmission lines are specified by the characteristic impedance Z_0 and the wavelength λ_0 ; the output line is assumed to be non-reflecting. Voltages and currents correspond to sound pressures and volume velocities respectively.

The fundamental linear relationships between the input and output voltages and currents of a section of a homogeneous transmission line of length l can be written in the well-known form [14]:

$$\begin{aligned} E_1 &= \cosh \gamma l \cdot E_2 - Z_s \sinh \gamma l \cdot I_2, \\ I_1 &= \frac{\sinh \gamma l}{Z_s} \cdot E_2 - \cosh \gamma l \cdot I_2, \end{aligned} \tag{4}$$

where the negative signs result from the direction of the output current I_2 chosen in Fig. 1 b.

Eq. (4) can be easily transformed to

$$\begin{aligned} E_1 &= Z_s \coth \gamma l \cdot I_1 + \frac{Z_s}{\sinh \gamma l} \cdot I_2, \\ E_2 &= \frac{Z_s}{\sinh \gamma l} \cdot I_1 + Z_s \coth \gamma l \cdot I_2, \end{aligned} \tag{5}$$

where the coefficients on the right-hand side constitute the impedance matrix of a homogeneous line of length l (cf. [15]).

The output terminals in Fig. 1 b are terminated by the non-reflecting output transmission line which yields the relation

$$E_2 / -I_2 = Z_0. \tag{6}$$

The input voltage E_1 is composed of the voltages E_i and E_r of the incident and reflected waves:

$$E_1 = E_i + E_r. \tag{7}$$

R_l is by definition the ratio of E_r over E_i and can be found from the matching formula

$$R_l = \frac{E_r}{E_i} = \frac{(E_1/I_1) - Z_0}{(E_1/I_1) + Z_0}. \tag{8}$$

T_l is by definition the ratio of E_2 over E_i and can be found from the relation

$$T_l = \frac{E_2}{E_i} = (1 + R_l) \frac{E_2}{E_1}. \tag{9}$$

With eqs. (5) to (9) the characteristic reflection factor becomes

$$R_l = \frac{[(Z_s/Z_0)^2 - 1](e^{\gamma l} - e^{-\gamma l})}{[(Z_s/Z_0) + 1]^2 e^{\gamma l} - [(Z_s/Z_0) - 1]^2 e^{-\gamma l}} \tag{10}$$

and the characteristic transmission factor

$$T_l = \frac{4 Z_s/Z_0}{[(Z_s/Z_0) + 1]^2 e^{\gamma l} - [(Z_s/Z_0) - 1]^2 e^{-\gamma l}}. \tag{11}$$

These formulae show how R_l and T_l can be specified in terms of γ and Z_s/Z_0 for any value of l (cf. also eqs. (30) and (31)).

3. The propagation parameters in terms of the characteristic factors

From tube measurements the characteristic factors R_l and T_l can be found first [12] and the problem is then to compute γl or γ and Z_s/Z_0 from those complex numbers. It will be shown in this section that such a required reversal of eqs. (10) and (11) is possible in a systematic way.

A combination of eqs. (10) and (11) produces the following useful relations:

$$R_l \frac{(Z_s/Z_0) + 1}{(Z_s/Z_0) - 1} + T_l e^{-\gamma l} = 1 \tag{12}$$

and

$$\frac{R_l}{T_l} = \frac{(Z_s/Z_0)^2 - 1}{2 Z_s/Z_0} \left(\frac{e^{\gamma l} - e^{-\gamma l}}{2} \right). \tag{13}$$

These formulae can be brought to a more symmetrical form with the aid of the reflection factor $R_\infty = A_\infty \exp(j \alpha_\infty)$ for a sample of infinite thickness ($l = \infty$). R_∞ is simply related to Z_s/Z_0 (cf. eq. (10)):

$$R_\infty = \frac{(Z_s/Z_0) - 1}{(Z_s/Z_0) + 1} \tag{14}$$

whence eq. (12) becomes

$$\frac{R_l}{R_\infty} + \frac{T_l}{e^{\gamma l}} = 1 \tag{15}$$

and eq. (13) with the aid of eq. (15)

$$R_l R_\infty + T_l e^{\gamma l} = 1. \tag{16}$$

These two simultaneous equations show a remarkable symmetry between R_l and T_l on the one side and R_∞ and $e^{\gamma l}$ on the other side.

Eliminating R_∞ in eqs. (15) and (16) yields

$$e^{\gamma l} = \frac{1 + T_l^2 - R_l^2}{2 T_l} \pm \sqrt{\left(\frac{1 + T_l^2 - R_l^2}{2 T_l} \right)^2 - 1} \tag{17}$$

or equivalently

$$\gamma l = \operatorname{ar} \cosh \left(\frac{1 + T_l^2 - R_l^2}{2 T_l} \right). \tag{18}$$

In the same way R_∞ can be determined

$$R_\infty = \frac{1 + R_l^2 - T_l^2}{2 R_l} \pm \sqrt{\left(\frac{1 + R_l^2 - T_l^2}{2 R_l} \right)^2 - 1} \tag{19}$$

or if $e^{\gamma l}$ is known, eq. (15) yields

$$R_{\infty} = \frac{R_l}{1 - T_l e^{-\gamma l}}. \quad (20)$$

Z_s/Z_0 is also easily found from eqs. (12) and (18):

$$\frac{Z_s}{Z_0} = \frac{1 + R_l - T_l e^{-\gamma l}}{1 - R_l - T_l e^{-\gamma l}} = \sqrt{\frac{(1 + R_l)^2 - T_l^2}{(1 - R_l)^2 - T_l^2}}. \quad (21)$$

The preceding formulae demonstrate how the propagation parameters can be represented in terms of R_l and T_l . Eq. (18) can be solved with the aid of nomograms of complex hyperbolic functions [16], e. g. if written in the form

$$\begin{aligned} \cosh \left(b l + j 2 \pi \frac{l}{\lambda_s} \right) = \\ = \frac{1}{2 B_l} [(B_l^2 + 1) \cos \beta_l - A_l^2 \cos (2 \alpha_l - \beta_l)] + \\ + j \frac{1}{2 B_l} [(B_l^2 - 1) \sin \beta_l - A_l^2 \sin (2 \alpha_l - \beta_l)]. \end{aligned} \quad (22)$$

If the premises made at the beginning are valid, values of b and λ_s determined in the way suggested above should be independent of the thickness l . Evidence for the truth of this basic assumption will be of particular scientific interest, for instance as a check that there is a one-dimensional wave motion of a single mode only, and will usually require the evaluation of measurements at various sample thicknesses. In such cases the sample thicknesses may be varied simply by doubling l . This allows establishment of an even simpler formula than eq. (22) for finding b and λ_s , as will be shown in the next section.

4. The method of two samples of thicknesses l and $2l$

If two sets of characteristic factors R_l, T_l and R_{2l}, T_{2l} are available, where these factors refer to values of sample thicknesses l and $2l$ respectively, it can be seen from eq. (13) that the following relation holds:

$$\frac{R_{2l} T_l}{T_{2l} R_l} = \frac{e^{2\gamma l} - e^{-2\gamma l}}{e^{\gamma l} - e^{-\gamma l}} = e^{\gamma l} + e^{-\gamma l} \quad (23)$$

which yields

$$e^{\gamma l} = \frac{R_{2l} T_l}{2 T_{2l} R_l} \pm \sqrt{\left(\frac{R_{2l} T_l}{2 T_{2l} R_l} \right)^2 - 1} \quad (24)$$

or simply

$$\gamma l = \operatorname{arccosh} \left(\frac{R_{2l} T_l}{2 T_{2l} R_l} \right). \quad (25)$$

This equation is uncomplicated and can be written in the form

$$\begin{aligned} \cosh \left(b l + j 2 \pi \frac{l}{\lambda_s} \right) = \\ = \frac{A_{2l} B_l}{2 B_{2l} A_l} \{ \cos [(\alpha_{2l} - \beta_{2l}) - (\alpha_l - \beta_l)] + \\ + j \sin [(\alpha_{2l} - \beta_{2l}) - (\alpha_l - \beta_l)] \}, \end{aligned} \quad (26)$$

which is very suitable for an evaluation of b and λ_s with the aid of nomograms [16]. The values of R_{∞} and Z_s/Z_0 can be found, as before, with eqs. (20) and (21).

5. Discussion

The theory developed in this paper for determining the propagation parameters of a wave motion in a sample of homogeneous material with the method of the characteristic reflection and transmission factors is closely related to the theory of acoustical filters. This can be demonstrated by comparing the so-called image parameters of a single section in an infinite number of symmetrical filter sections connected in cascade, with the corresponding propagation parameters of a section of thickness l in an infinite medium of acoustical material. For instance, the image transfer constant Γ was shown to be related to the characteristic reflection and transmission factors R and T of a symmetrical filter section (cf. eq. (26) in [9]) by

$$\coth \frac{\Gamma}{2} = \sqrt{\frac{(1+T)^2 - R^2}{(1-T)^2 - R^2}} \quad (27)$$

and this is equivalent to

$$\cosh \Gamma = \frac{1 + T^2 - R^2}{2 T}. \quad (28)$$

There is perfect similarity between eqs. (28) and (18) if Γ, R and T are replaced by $\gamma l, R_l$ and T_l respectively.

In the same way the image impedance ratio Z_i/Z_0 of a symmetrical filter section was shown to be equal to (cf. eq. (27) in [9]):

$$\frac{Z_i}{Z_0} = \sqrt{\frac{(1+R)^2 - T^2}{(1-R)^2 - T^2}}, \quad (29)$$

which is also similar to eq. (21) if Z_i/Z_0 is replaced by Z_s/Z_0 as required.

The presentation of the theory in the present paper, in which the propagation parameters are derived directly from measurable quantities on a homogeneous portion of material of thickness l instead of deriving them from similar formulae for an equivalent symmetrical filter section (which usually has no specified thickness), has the definite advantage that the two fundamental concepts, viz. the wavelength λ_s of the wave motion in the material and the attenuation constant b in neper per unit length are obtained directly.

The present theory yields not only eqs. (10) and (11) but also eqs. (15) and (16), which are of an outstandingly simple form. The symmetry of the relationships between the characteristic factors and the propagation parameters obtained by the combination of $e^{\gamma l}$ and R_∞ in these formulae compares favourably with that obtainable with the alternative combination of $\coth(\gamma l/2)$ and Z_s/Z_0 (cf. eqs. (27) and (29) above or eqs. (26) and 27) in [9]). Eqs. (15) and (16) yield eqs. (17) and (19), as illustrated above, and they are also useful for finding R_l and T_l in terms of $e^{\gamma l}$ and R_∞ , viz.

$$R_l = R_\infty \frac{1 - e^{2\gamma l}}{R_\infty^2 - e^{2\gamma l}} \text{ and } T_l = e^{\gamma l} \frac{1 - R_\infty^2}{e^{2\gamma l} - R_\infty^2} \quad (30), (31)$$

which are very suitable for a numerical evaluation, especially if the characteristic factors have to be computed for different values of l .

The propagation parameters b , λ_s , Z_s/Z_0 and R_∞ for a wave motion in a homogeneous medium are of fundamental significance for specifying basic properties of various acoustical materials. There are analogies with acoustical techniques, as mentioned above in the case of electrical transmission lines [13], and the results derived in the present paper will sometimes be applicable to one-dimensional wave propagation of a single mode in other fields of physics [17], [18].

In acoustical measuring there are various methods in use for determining the propagation parameters ([3] – [8]). Most of them have been developed by analogy with electrical techniques, for example the well-known technique of the “open and short circuited sample” in which measurements in the input duct are taken when a piston in the output duct is placed at first close to the sample and then at a distance of a quarter wavelength. The theory of this latter method is uncomplicated [8], [13],

but the experimental technique of this particular method applied to acoustics has various shortcomings, as has been discussed previously [12], and these can be avoided by using the method of characteristic factors.

6. Example

Actual measurements of the characteristic factors of samples of acoustical material of different thicknesses were made, using a passage tube through the sample and an extension piece of the probe tube as described in a former paper [10]. These measurements were successful, and proved the practicability of the method described above for determining the propagation parameters of some acoustical materials as will be reported in a separate paper.

The analysis of the procedure suggested above will be illustrated briefly by a numerical example. Measured magnitude and phase values of the characteristic factors are given in Table I for two frequencies (900 and 1800 c/s) and two thicknesses of porous material made of lead shot (3 mm diameter). The samples of lead shot were held between screens and were partitioned by sheet metal to form nine parallel sections, each of about 2.5 cm × 2.5 cm cross-section, with the input and output ducts of 7.6 cm × 7.6 cm cross-section.

With the aid of the characteristic factors and the formulae derived in section 3, the magnitude and phase values of

$$e^{\gamma l} = e^{bl} e^{j2\pi d/\lambda_s}, \quad R_\infty = A_\infty e^{j\alpha_\infty} \text{ and } \frac{Z_s}{Z_0} = \left| \frac{Z_s}{Z_0} \right| e^{j\varphi}$$

as well as the values of b (in neper · cm⁻¹), λ_s (in cm) and λ_s/λ_0 were computed and listed for samples 1 a, b and 2 a, b in Table II.

There are small values for the attenuation constant $b \approx 0.04$ to 0.05 neper · cm⁻¹, and the wavelength λ_s is about 25 per cent smaller than λ_0 . The

Table I.

No.	f	λ_0	A_l	α_l	B_l	β_l	l
	c/s	cm					cm
1a	900	38	0.755	+ 11.7°	0.455	− 64.8°	5.05
1b	1800	19	0.670	− 14.4°	0.520	− 111.6°	5.05
2a	900	38	0.650	− 16.2°	0.445	− 113.4°	10.1
2b	1800	19	0.665	+ 10.2°	0.375	+ 109.4°	10.1

Table II.

No.	e^{bl}	$2\pi l/\lambda_s$	b	λ_s	λ_s/λ_0	A_∞	α_∞	$ Z_s/Z_0 $	φ
			neper · cm ⁻¹						
				cm					
1a	1.209	57.6°	0.038	31.6	0.83	0.611	− 2.6°	4.1	− 5°
1b	1.289	119.2°	0.050	15.3	0.80	0.519	− 0.6°	3.2	− 1°
2a	1.521	124.0°	0.041	29.3	0.77	0.550	− 4.5°	3.4	− 7°
2b	1.694	242.0°	0.053	15.0	0.79	0.575	+ 2.8°	3.7	+ 5°
3a			0.038	27.6	0.73				
3b			0.049	14.0	0.74				

characteristic impedance Z_s of the particular porous medium is about 3 to 4 times greater than that of air, and there are only small values of φ , that is, small reactive components of Z_s .

One sample being twice the thickness of the other (Table I), eq. (26) of section 4 has been used to compute b and λ_s with the method of two samples described in section 4 as well. These results are given in Table II, where No. 3 a corresponds to a combination of Nos. 1 a, 2 a, and No. 3 b to a combination of Nos. 1 b and 2 b of Table I. From Table II it can be seen that these results agree satisfactorily with those obtained with the method of a single sample. These instances may suffice to illustrate the applicability of the method presented in this paper for determining the propagation parameters of wave motion in acoustical material.

7. Conclusions

1. The characteristic reflection and transmission factors of a sample of acoustical material of thickness l can be used to represent the propagation parameters of a one-dimensional wave motion in a homogeneous medium of such material.

2. Uncomplicated formulae can be derived for representing the wavelength in the sample material as well as the attenuation constant in neper per unit length in terms of the characteristic factors, and most of the computations required can be made with the aid of common nomograms of complex hyperbolic functions.

3. The formulae obtained for a sample of thickness l can be simplified further if two sets of characteristic factors for sample thicknesses l and $2l$ respectively are available.

4. The relationships between the characteristic factors and the propagation parameters can be specified in terms of a set of two simultaneous equations of outstanding symmetry and simplicity if the exponential factor $e^{\gamma l}$ and the reflection factor R_∞ of a sample of infinite thickness are taken as parameters.

5. The propagation parameters derived here can be shown to be closely related to the image parameters of symmetrical acoustical filters.

References

- [1] WIEN, W. and HARMS, F., *Handbuch der Experimentalphysik*, Bd. 17, 1. Teil. Akad. Verlagsges., Leipzig 1934.
- [2] MORSE, P. M. and FESHBACH, H., *Methods of theoretical physics*. McGraw-Hill Book Co., New York 1953.
- [3] WÜST, H., *Untersuchungen über akustische Vierpole*. Hochfrequenztech. u. Elektroakustik **44** [1934], 73.
- [4] ZWIKKER, C. and KOSTEN, C. W., *Sound absorbing materials*. Elsevier Publ. Comp., New York 1949.
- [5] SCOTT, R. A., The absorption of sound in a homogeneous porous medium. *Proc. Phys. Soc. (London)* **58** [1946], 165–183.
- [6] BERANEK, L. L., Precision measurement of acoustic impedance. *J. acoust. Soc. Amer.* **12** [1940], 3–12.
- [7] BERANEK, L. L., Some notes on the measurement of acoustic impedance. *J. acoust. Soc. Amer.* **19** [1947], 420–427.
- [8] BRAND, W., Tube measurements and sound insulation. *Brüel and Kjær tech. Rev.* No. 4, October 1954, 2–14.
- [9] LIPPERT, W. K. R., A new method of computing acoustical filters. *Acustica* **4** [1954], 479–488.
- [10] LIPPERT, W. K. R., Measurement of sound transmission through an orifice in a duct with an application to a resonator. *Acustica* **8** [1958], 173–178.
- [11] BERANEK, L. L., *Acoustic measurements*. J. Wiley and Sons, New York 1949.
- [12] LIPPERT, W. K. R., A method of measuring discontinuity effects in ducts. *Acustica* **4** [1954], 307–312.
- [13] MILNE, J. W., The analysis of plane discontinuities in cylindrical tubes. *J. acoust. Soc. Amer.* **17** [1946], 259–284.
- [14] KÜPFMÜLLER, K., *Einführung in die theoretische Elektrotechnik*, 3. Aufl. Springer-Verlag, Berlin 1941.
- [15] CAUER, W., *Theorie der linearen Wechselstromschaltungen*, 1. Aufl. Akad. Verlagsges., Leipzig 1941.
- [16] RYBNER, J., *Nomograms of complex hyperbolic functions*. Jul. Gjellerups Forlag, Copenhagen 1947.
- [17] BRILLOUIN, L., *Wave propagation in periodic structures*. McGraw-Hill Book Co., New York 1946.
- [18] MASON, W. P., *Electromechanical transducers and wave filters*. D. van Nostrand Co., New York 1946.

(Received 30th May, 1959.)

LIGHT-WEIGHT WALLS WITH HIGH TRANSMISSION LOSS

by G. KURTZE*

Bolt, Beranek and Newman Inc., Cambridge, Mass., U.S.A.

Summary

The unavoidable coupling between adjacent mass elements of a wall has, until now, been understood to be unfavorable with respect to sound transmission loss. The present paper, however, introduces the concept of using this coupling in order to increase the transmission loss above the previously accepted limiting value given by the mass reactance of a perfectly limp wall. A brief theoretical consideration shows that a transmission loss exceeding mass law can, in fact, be achieved with suitable structures. Experimental measurements made on randomly mass-loaded metal foils verify the theoretical result that a significant increase in the transmission loss may be obtained below a certain predetermined limiting frequency. Above this frequency the resulting transmission loss is approximately constant.

Sommaire

Le couplage inévitable entre les masses adjacentes d'un mur a été, jusqu'à présent, considéré comme étant défavorable à l'atténuation du son. Ce rapport est basé sur l'idée d'utiliser ce lien afin d'augmenter l'atténuation au delà de la limite établie par la réaction de masse d'un mur parfaitement souple. Une courte analyse théorique montre qu'au moyen de structures appropriées il est possible d'obtenir une atténuation en excès de la loi de réaction de masse. Des mesures faites sur une feuille métallique alourdie ont prouvé ce résultat théorique qu'une appréciable augmentation de l'atténuation peut être obtenue au dessous d'une fréquence limite prédéterminée. Au delà de cette limite l'atténuation est à peu près constante.

Zusammenfassung

Nach bisher geltender Ansicht wirkt sich die durch die Steife gegebene Kopplung benachbarter Massenelemente einer Einfachwand hinsichtlich der Schalldämmung generell ungünstig aus. Die vorliegende Arbeit geht von der Idee aus, diese unvermeidliche Kopplung so zu gestalten, daß eine Erhöhung der Schalldämmung erzielt wird. Daß dies im Prinzip möglich ist, wird an Hand einer theoretischen Betrachtung einer geeigneten periodischen Struktur gezeigt. Schalldämmungs-Messungen an einer mit statistisch verteilten Massen belasteten Metallfolie bestätigen die Theorie und ergeben eine Schalldämmung, die unterhalb einer vorausbestimmten Grenzfrequenz beträchtlich höher liegt als der durch den Massenwiderstand gegebene Wert. Oberhalb dieser Grenzfrequenz ist die Schalldämmung annähernd konstant.

1. Introduction

The upper limit of the sound transmission loss (TL) of a single wall is usually assumed to be given by the mass law, i. e., by the transmission loss which results when there is no coupling between the mass elements so that no wave propagation is possible in the wall parallel to its surface. The propagation of waves along the wall—particularly the propagation of flexural waves—in general reduces the TL in the frequency range in which the speed of the flexural waves exceeds the speed of sound in the surrounding medium (coincidence effect). Using a wall structure designed in such a way that the speed of bending waves does not exceed the speed of sound hence is one way of increasing the TL of a wall of given weight. This can be done by means of suitable sand-

wich structures¹ for which the TL approaches the mass law limit, but never exceeds it.

One might ask the question, though, whether coupling between adjacent mass elements of a wall must always reduce the TL, or, if not, whether one can find some particular type of coupling which increases the TL to values above the mass law limit.

In a homogeneous isotropic plate or wall, the coupling between adjacent mass elements is due to the bending or shear stiffnesses. In an analogous electrical circuit, the inductance representing the mass is connected in series with a capacity representing the aforementioned stiffness. Hence, the impedance of the analogue (and thus the TL of the wall) is reduced; in fact, there even occurs a frequency at which the TL is reduced to zero in the absence of dissipation. If, on the other hand, one could couple

* On leave from III. Physikalisches Institut, Göttingen, Germany.

¹ G. KURTZE and B. G. WATTERS. J. acoust. Soc. Amer. 31 [1959], 739.

the mass elements in such a way that the corresponding inductors and capacitors would be connected in parallel rather than in series, one could obtain an increase in TL. Although such an arrangement is likely to reduce the TL at high frequencies, at which the impedance of the circuit is determined by the capacitor, the resulting increase of the TL at low frequencies might still be worth the effort.

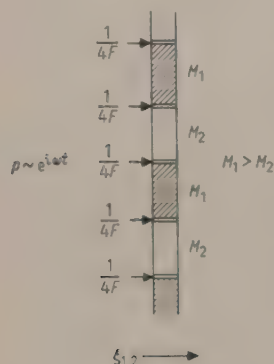
A plate with the desired properties is obtained if we take a light plate or membrane to which a regular two-dimensional grating of masses, such as lead balls is attached. If the distance between the masses (the grating constant) is small compared to the wavelength of sound in the surrounding medium, the response of the plate to normally incident plane waves should be as follows:

At low frequencies all elements of the plate oscillate in phase, and the TL is determined by the total mass. As frequency increases an increasing phase shift between the mass-controlled and the stiffness-controlled elements must be expected, which reaches 180° at resonance. At least for some suitable ratio of the mass- and stiffness-controlled areas of the plate this would mean that at resonance the space average of the velocity in the direction normal to the plate is zero, resulting in infinite TL. As frequency is increased further, the TL decreases rapidly, and finally reaches a level determined by the mass per unit area of the unloaded plate or membrane.

This description of the plate behavior, of course, is based on the assumption that the coupling that is actually obtained can be described by a parallel connection of the mass and stiffness elements. A simplified model of this plate is considered in the next section, in order to investigate this point.

2. Model of a mass-loaded plate

Consider a plate (Fig. 1) composed of a checker-board like array of two types of elements, which are equal in size but different in mass ($M_1 > M_2$). These elements are assumed to be coupled to each other



through springs of stiffness $1/4F$, which act so as to oppose relative displacements of the elements perpendicular to the plate surface, and which are arranged in such a way that one cross-section of the

Fig. 1. Simplified model of mass-loaded plate.

plate does not affect the other (i.e., adjacent cross-sections are not inter-connected). If this plate is excited by a normally incident wave, which yields a pressure amplitude $p \sim e^{i\omega t}$ just in front of the panel and the wavelength of which is large as compared to the diameter of the elements, the motions of the two kinds of elements obey the equations

$$p = M_1 \ddot{\xi}_1 + (\xi_1 - \xi_2) \frac{1}{2F}, \quad (1)$$

$$p = M_2 \ddot{\xi}_2 - (\xi_1 - \xi_2) \frac{1}{2F}, \quad (2)$$

if $\xi_{1,2}$ denote the displacements of the respective elements, and if the surface area of the elements is assumed to be unity. Because of the periodicity of the excitation,

$$\ddot{\xi}_{1,2} = \dot{v}_{1,2} = i\omega v_{1,2} \quad \text{and} \quad \xi = v_{1,2}/i\omega,$$

where $v_{1,2}$ denote the velocities of the elements. Then,

$$p = i\omega M_1 v_1 + \frac{1}{2i\omega F} (v_1 - v_2), \quad (1a)$$

$$p = i\omega M_2 v_2 - \frac{1}{2i\omega F} (v_1 - v_2) \quad (2a)$$

and by addition and subtraction of eqs. (1a) and (2a),

$$2p = i\omega (M_1 v_1 + M_2 v_2), \quad (3)$$

$$0 = i\omega (M_1 v_1 - M_2 v_2) + \frac{1}{i\omega F} (v_1 - v_2). \quad (4)$$

Since the elements 1 and 2 have equal surface areas, the (space) average normal velocity v is given by

$$v = \frac{1}{2} (v_1 + v_2). \quad (5)$$

By introducing eq. (5) into eqs. (3) and (4), one obtains

$$2p/i\omega = (M_1 - M_2) v_1 + 2M_2 v, \quad (6)$$

$$0 = i\omega v_1 (M_1 + M_2) - 2i\omega v M_2 + \frac{2}{i\omega F} (v_1 - v). \quad (7)$$

Finally, elimination of v_1 from eqs. (6) and (7) results in

$$0 = \frac{p}{v} = i\omega \frac{2M_1 M_2}{M_2 + M_2} - \frac{p}{v} \frac{2}{\omega^2 F (M_1 + M_2)} - \frac{1}{i\omega F} \quad (8)$$

Substitution of

$$M_1 + M_2 = 2M, \quad M_1 M_2 / (M_1 + M_2) = m/2$$

and

$$p/v = Z,$$

then results in the following simple expression for the plate impedance Z :

$$Z = \frac{i \omega m + 1/i \omega F}{1 - 1/\omega^2 F M}. \quad (9)$$

In terms of the resonant frequency $\omega_0^2 = 1/FM$ (where M is the average mass per unit area and $1/F$ the corresponding total stiffness) one obtains

$$\frac{Z}{i \omega M} = \frac{\frac{m}{M} - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}. \quad (10)$$

Thus, with $m/M < 1$ there results an impedance (and hence a TL) which is greater than $i \omega M$ for all $\omega < \omega_0$ and is infinite at $\omega = \omega_0$. At $\omega = \omega_0 \sqrt{M/m}$, however, the impedance is zero, and at higher frequencies it approaches $i \omega m$.

For $\omega M \gg \rho c$ (ρc characteristic impedance of the surrounding medium) the increase of transmission loss over that given by the mass law is given by

$$\Delta L = 20 \log \left| \frac{Z}{i \omega M} \right|. \quad (11)$$

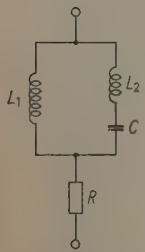
Hence, with $m/M \ll 1$ one may obtain an increase in TL in excess of 6 dB in the range $0.71 \omega_0 < \omega < 1.23 \omega_0$, and an increase somewhat greater than 3 dB in the range $0.55 \omega_0 < \omega < 1.3 \omega_0$, in other words, one may achieve 3 dB increase in TL within about one octave.

In order to determine the equivalent circuit one may write eq. (9) in the form

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{i \omega m + 1/i \omega F} + \frac{1}{i \omega M \left(1 - \frac{m}{M} \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)} \quad (12)$$

from which it follows that the circuit given by Fig. 2 applies provided the elements correspond to

$$L_1 = M \left(1 - \frac{m}{M} \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right), \quad \omega_0^2 = 1/FM, \quad (13)$$
$$L_2 = m, \quad C = F, \quad R = \rho c.$$



Thus, the coupling conditions applicable in the model obviously correspond to a parallel connection of L_1 and C .

The load imposed on the plate by the surrounding medium was not considered in the previous dis-

Fig. 2. Equivalent electric circuit for mass-loaded plate.

cussion but one may account for this loading simply by including a resistor $R = \rho c$ in series with the above parallel resonance circuit. With a finite value of m/M the magnitude of L_1 depends on frequency, but this frequency dependence is comparatively small in the frequency range of interest ($\omega < \omega_0$).

The foregoing considerations are strictly valid only for normal incidence. However, since the speed

of bending waves in a structure as described by the model is very small, and certainly much smaller than the speed of sound in the surrounding medium, the propagation of bending waves along the plate may be neglected. Therefore, for other than normal incidence one may expect the same relative change in transmission loss as for a perfectly limp wall. This means that eq. (11), which gives the increase in TL above that given by the mass law, should be valid for any angle of incidence.

3. Influence of damping

As apparent from the equivalent circuit (13), the introduction of any resistor in parallel with L_1 or C will reduce the increase in transmission loss at frequencies $\omega < \omega_0$. Thus, in this frequency range damping is disadvantageous. However, a certain amount of damping might be useful in order to prevent the transmission loss from dropping to zero at $\omega^2 = 1/mF$.

This damping may be obtained in various ways. For example, one might use a porous plate, and thus obtain some damping by flow. This damping would be most effective at $\omega = \omega_0$, since at this frequency the pressure drop across the plate is maximum. However, at $\omega = \sqrt{mF}$, where damping is desired very little is obtained since at this frequency the (space) average velocity of the plate is equal to the particle velocity in the free medium.

Alternately, one might use a dissipative plate. This would correspond to assuming a complex stiffness $1/F^* = (1 + i\eta)/F$ in the theoretical description, and would result in a resistor $R' = \eta/\omega F$ connected in series with the capacitor C in the equivalent circuit (13). This type of damping is seen to be of equal effectiveness at the two resonant frequencies $\omega_0 = 1/\sqrt{MF}$, and $\omega' = 1/\sqrt{mF}$, and can never result in a transmission loss smaller than that given by mass law at frequencies $\omega < \omega_0$. Use of a dissipative plate, therefore, is more promising than use of a porous plate.

With the aforementioned complex stiffness eq. (9) becomes

$$\frac{Z}{i \omega M} = \frac{\frac{m}{M} - (1 + i\eta) \frac{1}{\omega^2 M F}}{1 - (1 + i\eta) \frac{1}{\omega^2 M F}} = \frac{\frac{m}{M} \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 - i\eta}{\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 - i\eta}$$

and if $\omega M \gg \rho c$ is assumed once more, the gain in TL as compared to mass law is given by

$$\Delta L = 10 \log \left| \frac{Z}{i \omega M} \right|^2 = 10 \log \frac{\left(\frac{m}{M} \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 \right)^2 + \eta^2}{\left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 \right)^2 + \eta^2}. \quad (14)$$

Fig. 3 shows a plot of this equation for $m/M = 0.33$ and $\eta = 0.32$, as well as the TL curves obtained without damping for $m/M = 0.33$ and $m/M = 0.1$. The straight line corresponds to the TL resulting from mass law; its level was chosen arbitrarily, since no particular magnitude of M was assumed. The

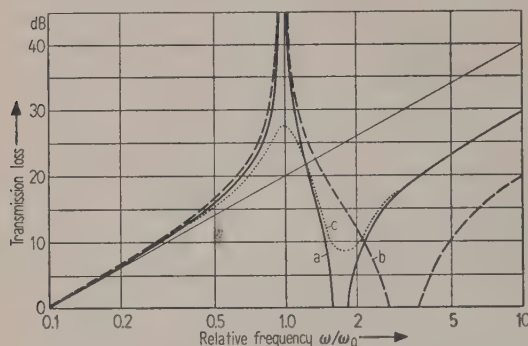


Fig. 3. Calculated normal incidence transmission loss of the simplified model, as a function of relative frequency;

- curve a: $m/M = 0.33$, $\eta = 0$,
 curve b: $m/M = 0.1$, $\eta = 0$,
 curve c: $m/M = 0.33$, $\eta = 0.32$.

effect of damping is twofold: The minimum of the TL-curve is not as low and the maximum is not as high as in the undamped case.

4. Random distribution of the resonant frequencies

Structures having transmission loss curves like that shown in Fig. 3 for the undamped case would be advantageous for only the few practical applications where shielding against a pure tone is desired. Structures in which the TL is increased over a wider frequency range would certainly be more generally applicable. As has been pointed out in the foregoing paragraph, damping cannot accomplish this. However, more favourable results might be obtained if resonant frequencies are introduced, which vary randomly with location on the plate, at least within certain limits. There are three ways of obtaining such frequency spreads, since one may permit either the magnitudes of the masses, or their spacing, or both, to vary along the plate.

The use of random masses and regular spacing would result in a frequency band of increased TL, instead of the single frequency of infinite TL obtained with uniform masses. However, this arrangement would still result in a relatively sharp minimum due to the series resonance, since the frequency of this resonance is determined essentially by the size of the unloaded plate sections. On the other hand, randomly located uniform masses would result in ran-

dom distributions of both of the resonant frequencies, so that one might expect improvement of the sharp minimum as well as a broadening of the range of increased TL. Random variation of both mass and spacing characteristics appears not to yield any further improvement.

The question of how much the TL is increased (over mass law) for a given bandwidth of local frequencies, can probably be most easily answered by means of experimental investigations, since among other difficulties the frequency range of the resonances for a given random spacing of the masses cannot easily be determined.

The previous discussion was concerned only with the resonant frequencies of single surface elements, where a surface element was understood as an element of bare sheet plus the masses around its circumference. However, on a thin metal sheet, randomly loaded with uniform masses, resonances other than those of such elements can occur also. Areas composed of a number of such elements may have a "mass density" above or below average. Such areas can act like additional "elements", and may have a resonant frequency considerably lower than the frequency band determined by the resonant frequencies of the basic elements. Thus, there appears to be no well-defined lower frequency limit for a random distribution of masses, except for the limit due to the requirement that the distances between adjacent elements of the same impedance type must be small compared to the wavelength of sound in the surrounding medium.

The phenomenon of a transmission loss above mass law in a non-isotropic plate may also be visualized as follows. If a plane sound wave strikes a finite isotropic plate at normal incidence, the higher modes of bending vibration of the plate are not excited, since the space average of the displacements is negligibly small for any such mode. The same holds for oblique incidence, as long as the bending wavelength on the plate is small as compared to the sound wavelength in air. If, however, different points of the plate respond differently to the incident sound wave because of a non-uniform mass distribution, such higher modes may be excited. This permits the sound wave itself to select the modes with the highest degree of asymmetry, which are those modes for which the displacement amplitudes of the center of mass of the plate are maximum. Since the (space) average displacement of the plate is zero the plate motion due to such modes does not contribute to the sound transmission through the plate; however, the motion of the centre of mass counteracts the mass-controlled piston-like motion of the plate as a whole, so that an increase of the TL against mass law must be expected.

The foregoing rather qualitative discussion indicates that a random distribution of uniform masses is likely to result in a larger frequency range of increased sound transmission loss. It also shows that the extent of this frequency range must depend in some manner on the limits within which the distance between two adjacent masses is allowed to vary: the upper limit of the range appears to be well-defined by the average distance between two masses, but the lower limit is not so well defined and cannot readily be discussed except in the vaguest terms.

5. Experimental results ²

Two samples of partitions with random masses were tested in order to verify the foregoing theoretical predictions. The test samples were made of 0.0076 cm thick aluminium foil onto which were glued small masses (nuts) weighing 0.22 g each, by means of a polymerizing resin. One specimen was made with a completely random distribution of masses, obtained simply by pouring the nuts onto the foil. This resulted in masses that were very closely spaced in some locations (even glued on top of each other), and widely spaced in others. In the second test specimen the randomness was restricted in such a way that the minimum distance between adjacent masses was about 0.2 cm.

For both samples the average number of masses per unit area was 9000/m², corresponding to an average center-to-center distance of about 1.1 cm. With the speed of bending waves in the unloaded aluminium sheet being given by

$$c_b \approx 50 \sqrt{f} \text{ cm/s}$$

this yields a lowest resonant frequency of the average unloaded foil section of about 600 c/s. One should expect, therefore, that up to this frequency a TL above mass law would be obtained.

At low frequencies experimental accuracy is lost if either the number of natural frequencies of the sample per third octave interval becomes too small, or if the radiation impedance becomes complex. The former presents no difficulty here, since the bending wave speed in the loaded foil is extremely small, but below about 300 c/s the latter difficulty is certain to arise.

The experiments, therefore, have been performed as measurements of the insertion loss, i. e., by comparison of the levels generated in a receiving room by sound transmitted through the foil and through an open window of the same size, at constant sound level in the transmission room.

² The experiments discussed here were performed by W. R. FARRELL of Bolt, Beranek and Newman Inc., Cambridge, Massachusetts.

The resulting insertion loss curves are displayed in Fig. 4. Both the curves actually intersect the mass law curve at about 800 c/s and show a transmission loss significantly above mass law in the entire frequency range below this frequency. Sample 1 has

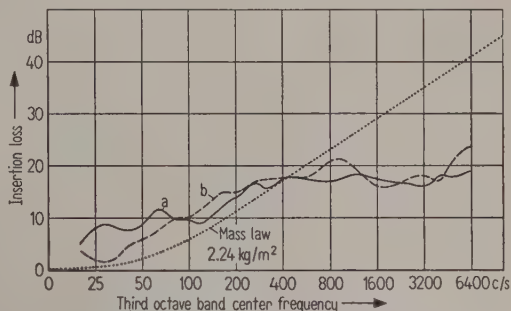


Fig. 4. Measured transmission loss as a function of frequency of a 0.0076 cm aluminium foil, loaded with 9000 masses per m² of 0.22 g each; curve a: unrestricted random distribution, curve b: 2 mm minimum distance between masses.

(Measured with third-octave bands of random noise.)

the highest gain in TL at low frequencies, whereas sample 2 (with limited randomness) has a higher gain at intermediate frequencies and a lower one at low frequencies. Above the cross-over frequency the TL is approximately constant in both cases.

6. Conclusions

The theoretical considerations and the experimental results presented in this paper show that a partition with a space-wise varying distribution of mass can yield a transmission loss which significantly exceeds mass law, below a certain predetermined frequency. Only partitions for which the stiffness of the unloaded sections is a property of the material have been considered, as a matter of convenience. In principle, however, loaded membranes, the stiffness of which is largely determined by the applied stress, can also be used.

Demands for static stiffness may in most cases not permit mass distributions of the kind discussed here to be applied to structural walls, but such distributions could be used successfully to improve the performance of light-weight partitions and panels mounted in front of a wall or under a ceiling to improve the low frequency TL. It seems possible even to design curtain-type partitions with comparatively high TL by using mass-loaded plastic foils.

The author wishes to thank Mr. W. RANGER FARRELL for his permission to publish the experimental results quoted.

(Received March 14th, 1959.)

THE DYNAMIC COMPRESSIBILITY OF HIGHPOLYMERS IN THE FREQUENCY RANGE FROM 0.1 c/s TO 60 kc/s

by P. HEYDEMANN

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Summary

Several methods for the determination of the dynamic compressibility in the frequency range from 0.1 c/s to 60 kc/s have been used to obtain compressibility data of 42 different highpolymers. The principle of the method which was mainly used in this work is the following: There is a small cylindrical cavity (5 cm^3) inside a rigid steel block. In the front surfaces of this cavity barium titanate disks are embedded in plastic resin. The rest of the cavity is filled with the sample under test and a suitable confining liquid. An a.c.-voltage connected to one of the transducers causes volume changes of the barium titanate disk which in turn produce a certain pressure in the chamber. This pressure is proportional to the input voltage and inversely proportional to the compressibility of the filling of the chamber. The pressure can be measured with the second barium titanate transducer. A very simple equation results for the relation between input and output voltage and the compressibility of the sample.

Results of the measurements on various polymers are given. It is shown that in the great majority of cases the compressibility is constant within the measuring accuracy of 1% over the given frequency range. A distinct dispersion was only found for secondary cellulose acetate.

It is further shown that for polymethyl methacrylate the calculation of one elastic constant from the two others in a frequency range where Young's modulus and shear modulus show dispersion leads to results that are in contrast to the measurements.

Sommaire

De nombreuses méthodes ont été utilisées pour déterminer directement, dans le domaine des fréquences comprises entre 0,1 Hz à 60 kHz, la compressibilité dynamique de 42 hauts polymères différents. Le principe de la méthode employée particulièrement ici est le suivant: à l'intérieur d'un grand bloc d'acier est creusée une chambre cylindrique (5 cm^3). Sur les faces frontales de la chambre sont fixées des plaques de titanate de baryum assemblées en couches scellées dans la résine synthétique. Le reste de la cavité est rempli par un échantillon (de haut polymère) ainsi que par un liquide approprié pour transmettre le contact. Une tension alternative appliquée à une des couches de titanate de baryum produit une variation de volume qui se traduit par une variation de pression dans le volume de la cavité fermée. Cette pression est proportionnelle à la tension appliquée à l'entrée et inversement proportionnelle à la compressibilité de la charge. La pression peut être mesurée avec la deuxième couche de titanate de baryum. Il existe une relation simple entre la tension à l'entrée, la tension à la sortie et la compressibilité de l'échantillon.

On communique les résultats de mesures faites sur un grand nombre de hauts polymères. On voit que, dans la plupart des cas, la compressibilité est constante à la précision de 1% près dans le domaine complet des fréquences explorées. Seuls les acétates de cellulose secondaires présentent une dispersion sensible.

On montre ensuite que le calcul des modules de compression à partir des modules de traction et «d'écrasement» conduit pour le polyméthylméthacrylat à des résultats qui ne sont pas conformes aux mesures.

Zusammenfassung

Mehrere Methoden zur direkten Bestimmung der dynamischen Kompressibilität im Frequenzbereich von 0,1 Hz bis 60 kHz wurden benutzt, um die Kompressibilität von 42 verschiedenen Hochpolymeren zu messen. Das Prinzip der hier hauptsächlich verwendeten Methode ist folgendes: Innerhalb eines größeren Stahlblocks befindet sich eine zylindrische Kammer (5 cm^3). In den Stirnseiten der Kammer sind Bariumtitanatplatten in Kunstharz eingebettet. Der Rest des Hohlraums ist mit einer Probe und einer geeigneten Kontaktflüssigkeit ausgefüllt. Eine an eine Bariumtitanatplatte gelegte Wechselspannung erzeugt bei dieser Volumenänderungen, die wiederum in dem abgeschlossenen Volumen einen Wechseldruck hervorrufen. Dieser Druck ist der Eingangsspannung proportional und der Kompressibilität der Füllung umgekehrt proportional. Der Druck kann mit der zweiten Bariumtitanatplatte gemessen werden. Es ergibt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen Ein- und Ausgangsspannung und der Kompressibilität der Probe.

Es werden Meßergebnisse von einer großen Zahl von Hochpolymeren mitgeteilt. Es zeigt sich, daß die Kompressibilität in den meisten Fällen innerhalb der Meßgenauigkeit von 1% im gesamten Frequenzbereich konstant ist. Eine deutliche Dispersion wurde nur bei sekundärem Celluloseacetat gefunden.

Es wird weiter gezeigt, daß die Berechnung des Kompressionsmoduls aus Schub- und Dehnmodul im Nebendispersionsbereich bei Polymethylmethacrylat zu Ergebnissen führt, die mit den Messungen nicht übereinstimmen.

1. Introduction

The increasing technical importance of the high-polymers demands for a detailed investigation of the relations between the molecular structure and the technical, physical, and chemical properties of polymeric material [1]. Besides chemical methods also X-ray measurements, nuclear magnetic resonance [2], [3], [4], dielectric measurements [5] and measurements of the mechanical properties are used in the investigation of this interesting subject. Obtaining information about the molecular structure from measurements of the dynamic behaviour of a material is made possible by the close relation between the dynamical properties of the material and the motion mechanism of chain segments [7]. Save other more technical tests Young's modulus and shear modulus were measured at all frequencies and temperatures available. Such measurements were carried out with a great number of highpolymers. This was partly done by periodic excitation of samples (c.f. expl. [8], [9], [6]), and partly by creep measurements [10], [11], [12]. The compressibility, however, has been dealt with only by a few authors. This is obviously due to the many experimental difficulties [13], [14], [15], [16], [17], [18], [19]. Most of the compressibility measurements are restricted to ultrasonic frequencies. Here the compressibility follows from measurements of the extensional wave velocity, the shear wave velocity and the density.

For low and medium frequencies the compressibility is usually calculated from shear and Young's modulus:

$$\alpha = \frac{9}{E} - \frac{3}{G}.$$

Naturally the moduli in this equation are complex. A number of authors have called our attention to the question, whether this relation would also be valid in those ranges of frequency and temperature, where one or more moduli show dispersion caused by relaxational processes. This problem was for example discussed by F. SCHWARZL [22]. SCHWARZL was able to show that an exact description of the elastic behaviour of a solid material could be achieved by introducing monotonously increasing functions of the time instead of the reciprocal moduli. These functions can be obtained from the creep of the material measured with very fast changes of the stress or strain. Two functions are sufficient for the

unequivocal description of the mechanical behaviour of a given solid even within the dispersion region.

In another work [20] measurements of Young's modulus and shear modulus of polyvinylchloride are reported. From the two resulting relaxation times it is concluded that the relaxational behaviour is to a great extent dependent on the way the stress is applied and that the conversion of the different moduli into one another according to the relations used so far is not always possible.

In this work a contribution to the solution of these questions was to be made by developing or improving methods for the determination of the dynamic compressibility and, if possible, also the loss factor. With the methods devised a greater number of polymeric substances was to be measured.

2. Measuring methods

The determination of the compressibility from the sound velocity and the shear modulus (shear wave velocity) necessitates samples that are large compared to the wavelength. This condition cannot be fulfilled for the frequency range used here (wavelengths in water between 2.5 and 1.5×10^6 cm). Instead we have to subject the sample to the hydrostatic pressure of a sound field and to measure the reactions of the sample. This means that the sample should be small compared to the wavelength. One method based on this principle was developed by E. MEYER and K. TAMM [15], [16], [23]. In this case a tube resonator was used for frequencies ranging from 600 c/s to 8 kc/s. It was with this apparatus especially possible to measure very small loss-factors. For higher frequencies a spherical resonator was used. The highest harmonic oscillation of the sphere used in the experiments was about 60 kc/s. More details of the experimental and mathematical treatment are found in [23]. Two other methods are described in [24].

The advantage of resonance methods is that also very small loss factors can be determined. In most cases, however, the frequency range covered by a certain method is rather limited. But the determination of mechanical dispersion regions demands measurements of the elastic moduli over several decades of the frequency.

Details of a suitable broad-band apparatus for the frequency range from 50 c/s to 10 kc/s were published by McKINNEY, MARVIN and EDELMAN [14].

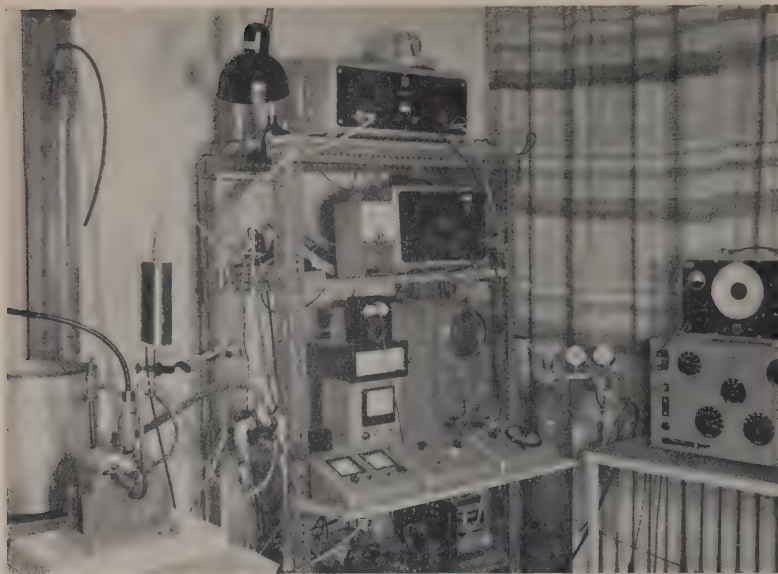


Fig. 1. Over-all view of the apparatus.

The arrangement consists in principle of a small cylindrical cavity inside a larger steel block. In the front surfaces of the cavity barium titanate disks are fastened. The rest of the space is filled by the sample and a confining liquid. An alternating voltage applied to one of the barium titanates causes volume changes of this disk. The volume changes in turn cause a certain alternating pressure in the confining liquid. The amplitude and phase of this pressure depend chiefly on the complex compressibility of the sample. The pressure is measured with the second barium titanate disk and the electrical output is compared with the input with respect to amplitude and phase.

This principle was used in the construction of an apparatus which underwent some changes in essen-

tial parts of the original construction. It was the aim of these changes to enable measurements also in other liquids — not only oil — especially non-insulating liquids, and to exclude any static overpressure during the measurement. By certain changes in the electronic part of the apparatus the frequency range was extended down to 0.1 c/s and up to 12 kc/s.

Fig. 1 illustrates the whole apparatus. Fig. 2 gives a schematic view of the pressure chamber and in Fig. 3 a picture of the two halves of the pressure chamber is given. The barium titanate disks are situated in the front surfaces of the cylindrical cavity of 22 mm diameter. The electrodes turned toward one another are connected with the steel body by thin copper strips. The other electrodes are led out at the sides. Both disks are embedded in plastic resin (ethoxylin). Thus they are shielded from any influence of the confining liquid. This is of importance, if measurements are to be made in conducting liquids like water, which would markedly effect the transducer qualities of the barium titanates. Also no air bubbles are able to leave the porous ceramic material of the titanates. In spite of these precautions time and time again spontaneous deteriorations of the transducers occurred, which cannot be explained by ageing effects [21].

The rest of the cylindrical cavity (15 mm high) was partly filled with the sample. Then the two halves of the steel block were screwed together. The lapped and polished surfaces, bearing a thin film of silicon oil ensured a very good seal. The cavity was then evacuated through a thin capillary tube and afterwards the con-

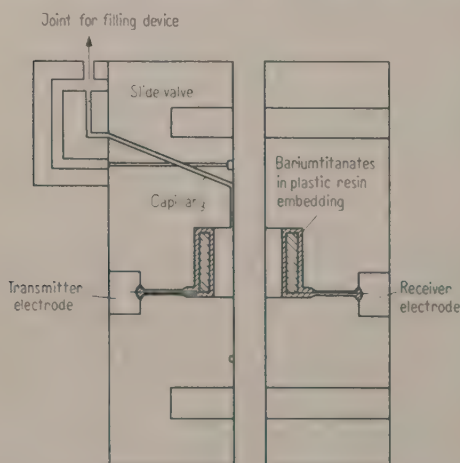


Fig. 2. Schematic view of pressure chamber.

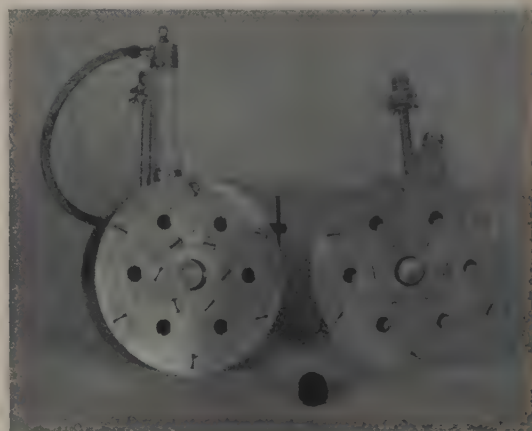


Fig. 3. View of the opened pressure chamber with a rubber sample of 19 mm diameter.

sured a very good seal. The cavity was then evacuated through a thin capillary tube and afterwards the confining liquid was sucked in. The capillary tube could be closed by means of a sliding valve. Small air bubbles, which could still be inside the cavity, were after some time absorbed by the degassed liquid. The confining liquids used here are listed in Table I.

Table I.

Compressibility of the confining liquids.

Liquid	Compressibility in cm^2/dyne at 20°C
Ethyl formate	3.07×10^{-11}
Ethyl alcohol	9.11×10^{-11}
Benzene	6.49×10^{-11}
Water	4.55×10^{-11}
Cinnamaldehyde	$2.35 \times 10^{-11} *$
Glycerine	2.14×10^{-11}

* From the measurements a compressibility of $3.95 \times 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{dyne}$ was evaluated. The above value was measured at ultrasonic frequencies.

The first three liquids in Table I have a high vapour pressure and they can therefore be vaporized under vacuum inside the chamber. The vapour will then drive out all remaining air bubbles. There is then no waiting time after filling. When using cinnamaldehyde a waiting time of 6 to 8 hours is necessary. A disadvantage of ethyl formate is its poisonousness and chemical aggressiveness; while benzene and ethyl alcohol have a rather high compressibility. Most measurements were therefore carried out with water or cinnamaldehyde.

The measurement of the electrical values — amplitude and phase of the output voltage compared to the input voltage — was partly carried out with the bridge circuit given by McKINNEY and partly with an arrange-

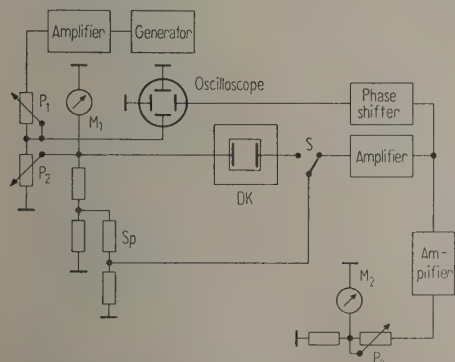


Fig. 4. Block diagram: Measurement of amplitude and phase of the output voltage of the pressure chamber.

- P_1 adjustment of maximal values of the input voltage,
- P_2 precision potentiometer for the setting of the input voltage,
- P_3 adjustment of amplification,
- Sp calibrated voltage divider,
- S calibration switch,
- M_1 galvanometer for the measurement of the input voltage,
- M_2 galvanometer for the measurement of the output voltage,
- DK pressure chamber.

ment described in Fig. 4. The latter proved to be easier to handle over the wide frequency range. With a precision potentiometer the input voltage was set to give a certain constant output voltage. The phase was compared with the help of an oscilloscope and a doubled Deguise's phase shifter. There is a very simple relation between compressibility of the sample and input and output voltage valid for the evaluation of measurements with the set-up described in Fig. 4:

$$\kappa_p = \frac{A - \beta - (V_k - V_p) \kappa_c}{V_p} \text{ cm}^2/\text{dyne}$$

- with κ_p compressibility of the sample,
- κ_c compressibility of the confining liquid,
- V_p volume of the sample,
- V_k volume of the chamber,
- A input voltage (output voltage constant),
- α, β constants.

With the apparatus described above measurements were made at constant temperature ($20 \pm 0.1^\circ\text{C}$) in the frequency range from 0.1 c/s to 12 kc/s. There are no values for the loss factor, since in all cases tested the sample-dependent phase shift was too small to be measured with any degree of accuracy. The lower limiting value for the loss factor to be determined with this apparatus is estimated to about 0.04. The results of these measurements were in many cases supported by measurements with other methods. Also the static compressibility was in many cases determined.

3. Measuring results and their discussion

In Table II all substances treated in this work are enumerated. Also the mean values of the dynamic compressibility are given. In those cases where a frequency dependence was found the compressibility at 1 kc/s is given.

For comparison the measured values of the compressibility of the rubber types 28 grey and "S" obtained with the different methods described here and in [23] and [24] are plotted against the frequency in Fig. 5. The superiority of the pressure chamber method over all other methods with respect to the extended frequency range is obvious. Taking

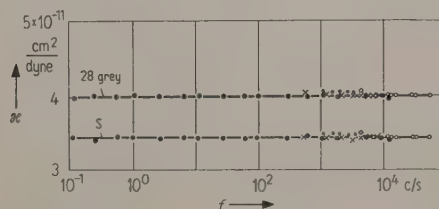


Fig. 5. Compressibility of rubber samples measured with different methods,
● pressure chamber,
× tube resonator,
○ spherical resonator,
· resonance chamber.

Table II. Dynamic compressibility of high polymers.

Material	Compressibility in $\text{cm}^2/\text{dyne} \times 10^{11}$
Polyvinylchloride with dioctyl phthalate as plasticizer (%)	
I. series	
PVC 0	2.23
PVC 10	2.23
PVC 20	2.99
PVC 30	3.57
PVC 40	3.88
PVC 50	4.18
II. series	
PVC 0	2.15
PVC 5	2.14
PVC 10	2.17
PVC 15	2.37
PVC 20	2.79
Vinylchloride-copolymer (Astralon)	2.28
Polyester	
P 39 Maleinac.-Phtalac.-Diglycol ester	2.86
P 53 Maleinac.-Phtalac.-Butylene glycolester	2.86
P 63 Maleinac.-Phtalac.-Propylene glycolester	2.20
P 73 Maleinac.-Phtalac.-Butylene glycolester with small quantities of higher alcohols	2.16
P 322 Maleinac.-Phtalac.-Ethylene-Propylene- Butyleneglycol	2.17
P 561 Maleinac.-Phtalac.-Propylene glycolester with small quantity of adipin acid	2.20
Polyamide	
Superpolyamide (Trogamid)	1.69
6.6-Polyamide	1.87
6-Polyamide	1.90
6.10-Polyamide	2.10
Silicone-polymerisate	
Silicone-rubber Si 4 at 1 kc/s	14.7
Silicone-rubber Si 9 at 1 kc/s	10.7
Silicone-rubber Si 4+9 at 1 kc/s	8.9
Silicone putty (Dow Corp.-Bouncing Putty XF 50)	8.73
Cellulose derivatives	
Nitric cellulose (Celluloid)	2.55
Secondary cellulose acetate I (Cellon) at 1 kc/s	2.30
Secondary cellulose acetate II (Cellon) at 1 kc/s	2.13
Polyurethane	
Vulkollan 30	2.84
Vulkollan 30/20	2.88
Vulkollan 18	3.01
Vulkollan 18/40	2.87
Rubber	
28 grey	4.00
S	3.43
FJ 25	3.15
FJ 65	4.00
FJ 95	4.50
SMQ 25	2.80
SMQ 65	3.24
Various high polymers	
Plexiglas	2.22
Polytetrafluorethylene (Teflon)	4.74
Polyethylene	2.52
Phenol formaldehyde (Trolon C)	1.58

notice of the suppressed origin of the compressibility scale also the relatively high accuracy that can be obtained with these experiments — although only at a greater expenditure in time and apparatus — is clearly seen. Since values of the compressibility of the two rubber samples are at hand also from a much earlier investigation the experiments with these samples are extended over a period of about four years. A measurable change of the compressibility over this period of time was not observed. This is in contrast to the results of measurements of the Young's modulus of different types of rubber. Here a certain increase in stiffness was most often experienced [26]. Furthermore we can see from the diagram that the compressibility is constant over nearly six orders of magnitude of the frequency. The constancy of the compressibility explains at the same time the very low loss factors observed in the measurements.

Interesting results were obtained from the measurements of the compressibility of plasticized polyvinylchloride. The measured values for two series of samples are plotted in Fig. 6. The given values of the contents of plasticizer were checked and found to be correct. The samples were, however, taken from two different manufacturing processes. There was no dispersion of the compressibility observed. Plotting the compressibility as a function of the contents of plasticizer we obtain the characteristic curve given in Fig. 7. The course was in principle equal for both series. There is a slight decrease in compressibility at low plasticizer concentrations. For higher concentrations the compressibility is rising again until it reaches the value for pure dioctylphthalate. The same curve was found by SIEGERT [25] from measurements of the static compressibility. The same tendency is also well known from measurements of Young's modulus of certain high polymeres as a function of the contents of water [27], [28]. A simple explanation would be: Small quantities of plasticizer are in the beginning filling up the so-called "free volume" between the rather stiff molecular chains [1]. This will cause a decrease of the compressibility since the possibilities for the chain segments to give way to the pressure are now smaller. As soon as the free volume has been filled up the compressibility will increase again. At high plasticizer concentrations we have probably a mere superposition of the compressibility of polyvinyl chloride and dioctyl phthalate. Similar experiences were made in measurements of rubber swelling in benzene. The authentic interpretation of these effects must, however, be left to the competent chemist.

All three silicone rubber samples tested show a certain dispersion and comparatively high compres-

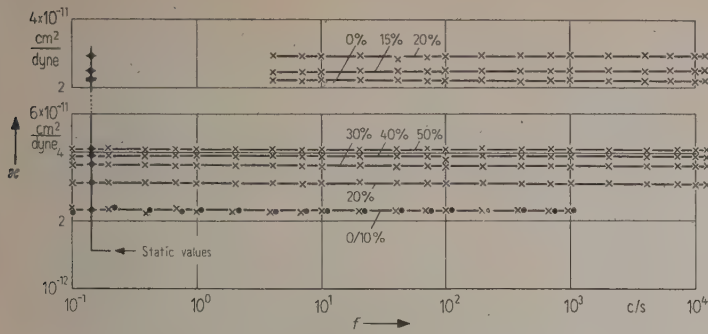


Fig. 6. Compressibility of Polyvinylchloride.

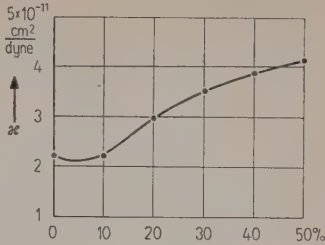


Fig. 7. Compressibility of Polyvinylchloride as a function of plasticizer concentration (weight per cent).

sibility. It is believed that very small bubbles added to the compressibility of the pure polymer. These would also be responsible for the frequency dependence. Silicone putty is a material showing plastic flow. It can be given any shape by forming it with the hand. But it jumps like a highly elastic rubber ball when thrown on the floor. This behaviour is without consequence for the compressibility.

More results are plotted in Fig. 8. With secondary cellulose acetate plotted here a clear decrease of the compressibility of about 2 and 5% respectively per frequency decade was found. The two samples were purchased under the same trade name (Cellon) but at different times. No dispersion was observed in the case of nitric cellulose (Celluloid). More information about the mechanism causing this dispersion could be obtained from measurements of the temperature dependence of the compressibility.

(crystallising) highpolymers from the dispersion forces [30]. He found good agreement between the results of the calculation and the measurement over a wide range of static pressures. A consideration of disturbances, as can be caused by the chain ends, was only necessary at very high pressures. This means that the compression is effected by simply reducing the distances between

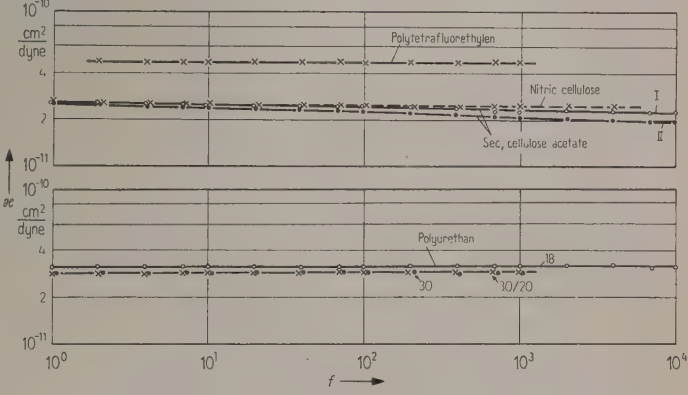


Fig. 8. Compressibility of Cellulose derivatives and Polyurethanes.

Results of the measurements of the compressibility of Polymethyl methacrylate (Plexiglas) are plotted in Fig. 9 together with values of Young's modulus E_m and shear modulus G_m . These values are taken from a publication of J. KOPPELMANN [9]. The dispersion of Young's and shear modulus is certainly attributed to movements of the methoxycarbonyl side groups [29]. The values of the compression modulus (reciprocal of the compressibility) entered into the diagram (upper right side) indicate, that this dispersion effect is not to be detected with pure compression. The greater or smaller impediment of the movement of the side groups obviously plays a secondary role under compression. In a theoretical work W. BRANDT has calculated the static compressibility of several

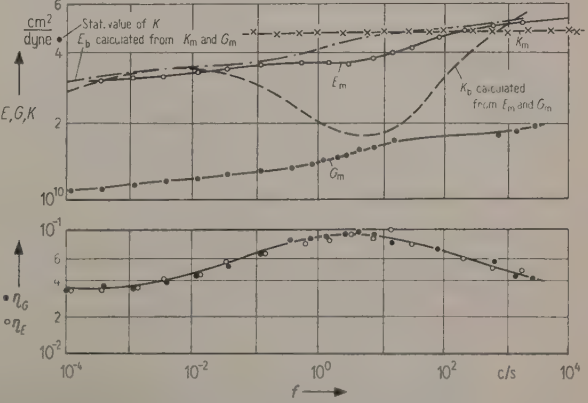


Fig. 9. Compression, shear, and Young's modulus of Polymethyl metacrylate.

neighbouring chains against the dispersion forces without the occurrence of coordinate movements of longer chain segments. The impediment of the mobility of the main chain by wide-spreading side groups or side chains has therefore very little influence on the compression modulus. While this is true for a second order transition of the side chains, the same is not necessarily true in a range where the main chains of the polymer are subjected to a second order transition. In this region a frequency dependence — although much smaller than for Young's modulus — must be expected. This was proved by the experiments of MARVIN, which have not been published yet.

With the help of the measuring results entered on Fig. 9 the different moduli were recalculated from one another. The curve for E_b for example represents the Young's modulus as calculated from shear and compression moduli. In principle the course of the curve remains unchanged compared to the measured curve with height and shape of the dispersion step, because of the constancy of the compression modulus and the very small loss factor. Outside the dispersion region there is good agreement between the measured and the calculated values. The curve for the calculated loss factor is only very slightly different from the measured one and it has therefore not been entered on the diagram. The influence of the loss factor on the calculation of the real part is negligible.

A much less satisfactory result is obtained when the compression modulus is calculated from shear and Young's modulus. There appears a marked minimum of the compression modulus at about 10 c/s which is in contrast to experimental experience. Whether or not the principle of superposition of the elastic stress and strain of different origin in the material — which was used in the calculation — has to be modified, can only be shown with more measurements in the transition region.

The author wishes to thank Prof. Dr. Dr.-Ing. E. h. E. MEYER and Prof. Dr. K. TAMM for their interest in this work and for many helpful suggestions.

The work described in this report was carried out under arrangement with the Department of Scientific and Industrial Research, London, whose

assistance and interest are gratefully acknowledged. It is published with the permission of the Department.

Thanks are also due to the "Deutsche Forschungsgemeinschaft" for part of the apparatus.

(Received April 24th, 1959.)

References

- [1] STUART, H. A., *Die Physik der Hochpolymeren*. Springer-Verlag, Berlin 1955.
- [2] ANDREW, A. R., *Nuclear magnetic resonance*. Cambridge University Press 1955.
- [3] BLOCH, F., *Phys. Rev.* **70** [1946], 460.
- [4] REMPEL, R. C., *J. appl. Phys.* **28** [1957], 1082.
- [5] THURN, H., Lecture at the "Tagung des Fachausschusses für Hochpolymere", Bad Nauheim 1958.
- [6] SCHMIEDER, K. and WOLF, K., *Kolloid Z.* **127** [1952], 65.
- [7] WOLF, K., Lecture at the "Physikertagung München 1957".
- [8] BECKER, G. W., *Kolloid Z.* **140** [1955], 1.
- [9] KOPPELMANN, J., *Kolloid Z.* **144** [1955], 12.
- [10] BENBOW, J. J., *Proc. Phys. Soc. B.* **69** [1956], 885.
- [11] CATSIF, E. and TOBOLSKY, A. V., *J. appl. Phys.* **25** [1954], 145.
- [12] TOBOLSKY, A. V., *J. appl. Phys.* **27** [1956], 673.
- [13] MARVIN, R. S., ALDRICH, R. and SACK, H. S., *J. appl. Phys.* **25** [1954], 1213.
- [14] MCKINNEY, J. E., EDELMAN, S. and MARVIN, R. S., *J. appl. Phys.* **27** [1956], 425.
- [15] SANDLER, C. S., NAVORD Report No. 1778.
- [16] MEYER, E. and TAMM, K., *Akust. Z.* **7** [1942], 45.
- [17] NOLLE, A. W. and SIECK, P. W., *J. appl. Phys.* **23** [1952], 888.
- [18] PHILIPPOFF, W. and BRODNYAN, J., *J. appl. Phys.* **26** [1955], 846.
- [19] REITZEL, J., SIMON, J. and WALKER, J. A., *Rev. sci. Instrum.* **28** [1957], 828.
- [20] KOPPELMANN, J., *Rheologica Acta* **1** [1958], 20.
- [21] PLESSNER, K. W., *Proc. Phys. Soc. B* **69** [1956], 1261.
- [22] SCHWARZL, F., *Kolloid Z.* **148** [1956], 77.
- [23] HEYDEMANN, P., DSIR Report 1956.
- [24] HEYDEMANN, P., DSIR Report 1958.
- [25] SIEGERT, H., DSIR Report 1958.
- [26] KÜHL, W. and MEYER, E., *The Physical Society — Acoustics Group Symposium* 181 (1949).
- [27] WOLF, K. and SCHMIEDER, K., *Ric. Sci.* **25** [1955], Suppl.
- [28] BECKER, G. W. and OBERST, H., *Kolloid Z.* **152** [1957], 1.
- [29] HEIJBOER, J., *Med. Centraal Lab. TNO, Delft*, No. 26.
- [30] BRANDT, W., *J. Chem. Phys.* **26** [1957], 262.

UNTERSUCHUNG VON CORPUS-SCHWINGUNGEN AM VIOLONCELLO

von F. EGGER

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Nach Beschreibung eines zur kontinuierlichen kapazitiven Schwingungsabtastung nach Amplitude und Phase von Decke und Boden beim Violoncello geeigneten Meßverfahrens werden Diagramme für die Schwingungskonfigurationen bei elektrodynamischer Anregung des Instruments mit Sinustönen im Frequenzbereich von 82 bis 869 Hz diskutiert. Analoge Diagramme bei Anregung mit Terzrauschbändern im Bereich von 64 bis 1260 Hz ergeben ähnliche Amplitudenverteilungen.

Die erhaltenen Schwingungskonfigurationen sind bei tiefen Frequenzen nullstrahler-ähnlich und werden mit ansteigender Frequenz enger in ihren Unterteilungen; bei niedrigen Frequenzen ist eine überlagerte Drehschwingung des Corpus erkennbar. Scharfe, durchlaufende Knotenlinien wurden selten gefunden.

Dann wird ein Verfahren, Frequenzkurven mechanischer Scheinwiderstände aufzunehmen, beschrieben. Meßkurven der Impedanzbeträge, unter verschiedenen Bedingungen an den Stegfüßen und an anderen charakteristischen Stellen aufgenommen, zeigen zwischen 90 und 300 Hz für das Violoncello typische Extrema. Die starken Schwankungen im Frequenzgang der mechanischen Impedanz an den beiden Stegfüßen weisen auf „günstig“ und „ungünstig“ anzurende Konfigurationen hin. Die Frequenzkurve des Betrages der mechanischen Impedanz am Steg läßt sich durch mechanische Schwingungskreise beeinflussen; daraus ergibt sich ein einfaches Verfahren zur Beseitigung des Wolftones, das mit Meßkurven belegt wird.

Summary

A method is described for the continuous capacitive scanning of amplitude and phase of the vibration of the back and belly of a violoncello. Diagrams of the vibration pattern, obtained with sinusoidal electrodynamic excitation of the instrument with frequencies ranging from 82 c/s to 869 c/s, are discussed. Analogous diagrams obtained with white noise excitation of third-octave band width between 64 and 1260 c/s show similar amplitude distributions.

The vibration patterns resemble those of zero order radiators at low frequencies while at higher frequencies there are more subdivisions; at low frequencies a superimposed torsional vibration of the belly is noticeable. Nodal lines were not sharply detected.

Furthermore a method for the determination of frequency diagrams of the mechanical impedances is described. Diagrams of the absolute impedance values measured under different conditions at the bridge and at other characteristic places show extreme values typical for the violoncello at frequencies between 90 and 300 c/s.

Sommaire

Après la description d'un dispositif à capacité continûment variable permettant d'étudier en amplitude et en phase les vibrations de la table et du fond d'un violoncelle suivant une méthode de mesure particulière, on discute les diagrammes des configurations des vibrations lors de l'excitation électrodynamique de l'instrument par des sons sinusoïdaux compris dans le domaine de fréquences de 82 à 869 Hz.

Des diagrammes analogues relatifs à l'excitation par séries de sons à la tierce, dans le domaine de 64 à 1260 Hz donnent des répartitions d'amplitude analogues.

Les configurations de vibrations obtenues ne présentent aucun rayonnement aux basses fréquences, quand la fréquence croît, elles se resserrent dans leurs parties inférieures. Pour les très basses fréquences, on peut reconnaître la superposition d'une vibration de torsion de la caisse. De fines lignes nodales parcourant le champ apparaissent rarement.

On décrit ensuite un dispositif permettant de déterminer la résistance apparente mécanique d'après les courbes de fréquence. Les impédances d'après des courbes de mesure relevées, sous diverses conditions, sur les pieds du chevalet et aussi sur d'autres régions caractéristiques, montrent entre 90 et 300 Hz des valeurs extrêmes typiques pour le violoncelle. Les fortes fluctuations en fonction de la fréquence de l'impédance mécanique relative aux deux pieds du chevalet paraissent valables.

1. Einleitung

Von den an Streichinstrumenten angestellten Schwingungsuntersuchungen sind vor allem die Arbeiten von H. BACKHAUS und seinen Schülern, H. MEINEL (unter besonderer Berücksichtigung instrumentenbautechnischer Aspekte) und F. A. SAUNDERS zu nennen. Einen Überblick der bei Geigen auftretenden Probleme gibt (mit Literaturangaben) F. WINCKEL [1].

Über die Schwingungseigenschaften des Violoncellos liegen nur sehr wenige Ergebnisse vor, so eine Dissertation von W. VOLLMER [2] über die Erscheinung des Wolf tones und eine Veröffentlichung von Y. KOHASI und Y. TOKITA [3].

Da in den bisherigen Veröffentlichungen, die sich mit Corpus-Schwingungen von Streichinstrumenten befassen, fast ausschließlich allein Knotenlinien oder Knotenzonen ohne genauere Angaben von Amplituden- oder Phasenwerten dargestellt wurden, war es das Ziel der vorliegenden Untersuchung, detailliertere Aufschlüsse über die Schwingungseigenschaften von Decke und Boden des Violoncellos zu erhalten.

2. Aufbau der Meßapparatur

Gemessen wurde an einem fabrikneuen Instrument Mittenwalder Fertigung von durchschnittlichem Gebrauchswert (Kaufpreis DM 300,—), das mit Chromstahlsaiten bespannt war.

Wichtige Bestandteile eines Violoncello-Corpus sind:

- a) die *Decke* (mit den beiden F-Löchern). Sie ist eine ungefähr 75 cm lange und unten 43 cm bzw. oben 34 cm breite, etwa 5 mm starke, charakteristisch geformte und gewölbte Holzplatte (meist aus Fichtenholz).
- b) der *Boden*, welcher die Unterseite des Instruments bildet, eine gewölbte Holzplatte (meist aus Ahornholz) von derselben Größe wie die Decke. Decke und Boden können erzwungene Biegeschwingungen ausführen und Schall abstrahlen.
- c) der *Steg*, der die Wechselkräfte von den Saiten auf die Decke überträgt; seine Höhe beträgt beim Cello etwa 9 cm, die beiden Füße stehen 7 cm voneinander entfernt.
- d) die *Zargen*, die die Seitenwände des Corpus bilden und Decke und Boden verbinden; ihre Höhe beträgt ungefähr 12 cm.
- e) der *Baßbalken*, ein Holzstab von etwa 60 cm Länge, 1,5 cm Breite und in der Mitte 2,5 cm Höhe, die in Längsrichtung bis zu den beiden Enden allmählich auf Null abnimmt; er verläuft auf der Innenseite der Decke unterhalb des (von vorn gesehen) linken Stegfußes in Längs-

richtung und ist unter elastischer Vorspannung mit der Decke verleimt.

- f) der *Stimmstock* (auch Stimme genannt), ein etwa 15 cm langer und 1 cm starker Holzstab, der unterhalb des rechten Stegfußes zwischen Decke und Boden eingeklemmt ist und beide starr verbindet.

Vor Beginn der Messungen mußte zunächst eine geeignete Halterung und eine in Frequenz und Amplitude leicht variierbare stationäre Anregung für das Violoncello geschaffen werden. Um den natürlichen Bedingungen beim Spiel möglichst nahe zu kommen, wurde das Instrument in einem Gestell auf seinen Stachel gestellt und durch ein am Halsansatz befestigtes Gummiband mit dem Boden auf drei Schaumgummistücke gedrückt; sie berührten den Boden am Oberklotz und an den Zargen, wo das Instrument auch bei normaler Spielhaltung auf Brust und Unterschenkeln des Spielers (weich) aufliegt. Bild 1 zeigt das Meßgestell mit eingespanntem Violoncello.

Die Schwingungserregung erfolgte durch ein Tauchspulsystem, das mittels einer Stange Wechselkräfte auf die D-Saite (also die zweite Saite von oben) in zur Decke paralleler Richtung übertrug. Dabei waren sämtliche Saiten normal eingestimmt ($a = 220$ Hz, $d = 147$ Hz, $G = 98$ Hz und $C = 65$ Hz) und durch mehrere Schaumgummischichten vollständig abgedämpft.

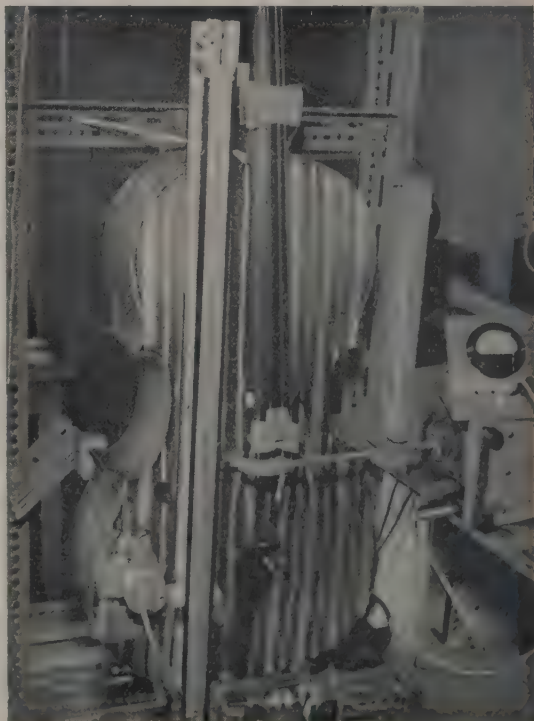


Bild 1. Ansicht des Meßgestells.

Bild 2 zeigt das Blockschaltbild der zur Aufnahme der Corpus-Schwingungen verwendeten Anordnung. Die von J. B. FISCHER [4] angegebene kapazitive Sonde enthielt eine in Gegentaktschaltung bei einer Frequenz von etwa 100 MHz schwingende Doppeltriode; die von den Elektroden (Durchmesser 2 cm) gebildete Kapazität des UKW-Schwingkreises wurde durch die Bewegung der zu untersuchenden Oberfläche variiert. Um für das ab-

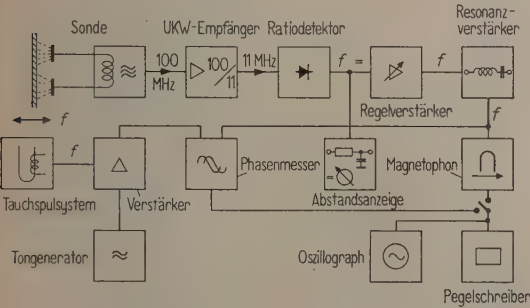


Bild 2. Blockschaltbild der Abtastanordnung.

tastende elektrische Feld der Sonde definierte Verhältnisse zu schaffen, wurden die Meßbahnen auf dem Instrument mit Leitsilber bestrichen. Die entstehende frequenzmodulierte Spannung wurde einem handelsüblichen Überlagerungsempfänger zugeführt. Dabei entsteht am Radiodetektor eine Gleichspannung, die ein Maß für die Höhe der Trägerfrequenz und damit für den Abstand Sonde – Meßobjekt ist, und eine den Objektbewegungen entsprechende niederfrequente Wechselspannung; diese steuert zusammen mit der erwähnten Gleichspannung eine Regelpentode; bei geeigneter Dimensionierung der Schaltung glich diese durch Abstandsänderungen hervorgerufene Empfindlichkeitsschwankungen der Sonde in einem Abstandsbereich von einigen Millimetern (der praktischen Erfordernissen genügte) aus. Zur kontinuierlichen Abtastung von Decke und Boden in der Längsrichtung des Cellos wurde die auf einem Wagen befestigte Sonde auf vertikal gestellten Schienen durch einen Synchronmotor fortbewegt. Während auf der Decke 16 und auf dem Boden 17 vertikale Streifen im Abstand von je 2,5 cm mit einer Sondenfahrgeschwindigkeit von 1 cm/s abgetastet wurden, konnte auf einem Gleichstrominstrument (mit Nullpunkt in der Skalenmitte) durch Messung der Gleichspannungskomponente am Radiodetektor der jeweilige Sondenabstand kontrolliert und durch Verschiebung der auf Rollen gelagerten Schienen von Hand nachgestellt werden.

Da zunächst nur sinusförmige Vorgänge interessierten, wurde zur Vergrößerung des Störabstandes ein sehr selektiver Resonanzverstärker verwandt; dessen Ausgangsspannung wurde dem elektronischen Phasenmesser (vom Tongenerator, einem RC-Summer hoher Frequenzkonstanz, synchronisiert) und gleichzeitig einem Tonbandgerät, das die Amplitudenwerte speicherte, zugeleitet. Ein Pegelschreiber mit linearem Potentiometer zeichnete während des Abtastvorganges die Phasenspur und nach beendeter Messung vom Tonbandgerät gespeist auf demselben Registrierstreifen mit logarithmischem Potentiometer die zugehörige Amplitudenspur auf. Die erhaltenen Pegelstreifen wurden durch Umzeichnung in ein perspektivisches Diagramm übertragen.

3. Amplituden- und Phasenmessungen auf Decke und Boden

3.1. Anregung mit Sinustönen

Die Bilder 3 bis 14 zeigen den Amplituden- und Phasenverlauf auf Decke und Boden eines neuen Violoncellos im Frequenzbereich von 82 bis 869 Hz, entsprechend einem Tonumfang von E bis a². Für die Messungen wurden Frequenzen ausgewählt, die am linken Stegfuß, also über der Mitte des Baßbalkens, Extrema der Amplitude (zumeist Maxima) ergaben; Minima lagen vor bei 260, 350 und 441 Hz (Bilder 7, 9 und 11). In den folgenden Diagrammen sind Decken- und Bodenfläche jeweils in der Aufsicht, also von außen gesehen, dargestellt;

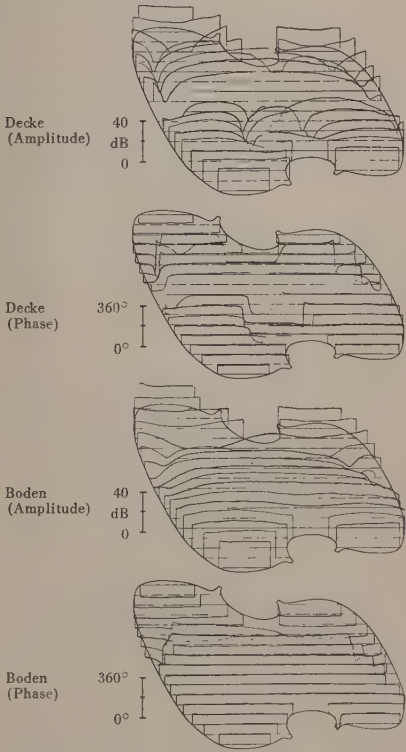


Bild 3. Amplituden- und Phasenverlauf auf Decke und Boden bei 82 Hz.

ebenso sind auch die Phasenunterschiede nach außen gerechnet; ein Nullstrahler – Analogon zur atmen-den Kugel – würde also auf Decke und Boden gleiche Phasenbeträge aufweisen. Zur Erhöhung der Übersichtlichkeit wurden die Pegel abwechselnd mit dicken und dünnen Strichen eingezeichnet; eng gestrichelte Linien (-----) stellen in der perspektivischen Abbildung Pegellinien dar, die durch davorliegende verdeckt werden. In den Phasendiagrammen bedeuten dünne, weite Strichelungen (---)

lediglich durch die Art der Aufzeichnung bedingte „Phasensprünge“ von 360° . Punktierter Linien, (.....) zeigen Unterbrechung der Aufnahme durch Stegfüße oder F-Löcher an. Einzelne Punkte (drei auf der Decke, einer auf dem Boden) markieren die Aufsetzpunkte der beiden Stegfüße und des Stimmstocks.

Bei Betrachtung der Diagramme — die untere Hälfte des Corpus mit dem Stachel liegt links, der Hals rechts — fällt zunächst auf, daß ein reiner Nullstrahler bei keiner Frequenz gefunden werden

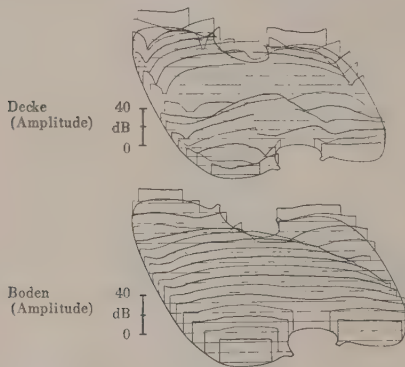


Bild 4. Amplitudenverlauf auf Decke und Boden bei 132 Hz.

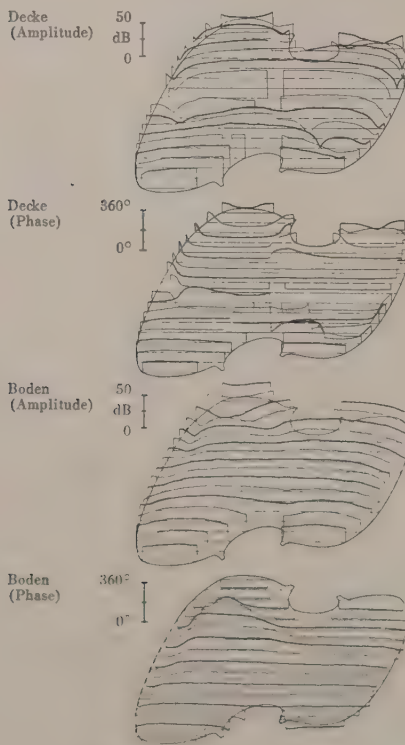


Bild 5. Amplituden- und Phasenverlauf auf Decke und Boden bei 186 Hz.

konnte. Bereits bei 82 Hz (Bild 3) treten charakteristische Minimallinien im Amplitudendiagramm mit zugehörigen Phasenänderungen auf. Beide Stegfüße schwingen gegenphasig, der rechte Stegfuß ist von einer scharfen Knotenlinie umgeben („Inselbildung“). Auf diese Weise wird durch Vermittlung des dicht beim rechten Stegfuß befindlichen Stimmstocks der Boden in der „richtigen“ Phase erregt, so daß ein nullstrahlerähnlicher Schwingungstyp entsteht, der für die Schallabstrahlung besonders günstig ist. Bei weiterer Betrachtung fällt auf, daß die Amplituden der Randpartien von Decke und Boden, also an den Zargen, zunehmen, je mehr man sich von der Mittelachse entfernt. Dies legt die Vermutung nahe, daß die komplexen Schwingungskonfigurationen aus einer Überlagerung der Platten-schwingungen von Decke und Boden und einer Dreh-schwingung des Corpus um seine Längsachse entstehen. Eine Drehschwingung scheint auch bei höheren Frequenzen aufzutreten und führt an Stelle scharfer Knotenlinien mit Phasensprüngen von 180° zu verwaschenen Knotenzonen mit allmählichen Phasenübergängen. Überhaupt sind alle beobachteten Konfigurationen aufzufassen als Überlagerung diverser Einzelschwingungen. Dabei ist das Auftreten scharfer Knotenlinien mehr oder weniger Zufall, wenn nämlich die Amplituden der zusammentreffen-

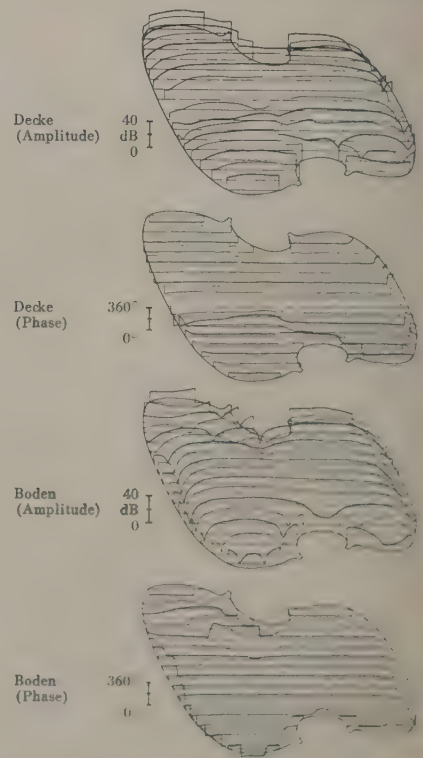


Bild 6. Amplituden- und Phasenverlauf auf Decke und Boden bei 218 Hz.

den Komponenten sich an der betreffenden Stelle gerade (vektoriell) zu Null ergänzen. In der Tat sieht man auf manchen Diagrammen „Knotenlinien“, die an einer Stelle recht scharf sind, sich dann verlaufen, wieder deutlicher werden usw. Die schärfsten Knotenlinien sind beim Auftreten einer besonders starken Eigenschwingung zu erwarten, wenn diese über die anderen bei dieser Frequenz ebenfalls angeregten Schwingungsmoden dominiert.

Die Bilder 4, 5 und 6 (132, 186 und 218 Hz) — man beachte die wechselnden Amplituden- und Phasenmaßstäbe — zeigen noch einen dem Bild 3 ähnlichen Unterteilungsgrad; Decke und Boden schwingen über weite Gebiete annähernd gleichphasig. Vor allem der Baßbalken führt eine konphase Grundschwingung mit einem Amplitudenmaximum in der Mitte aus. Bei einer Frequenz von etwa 180 Hz ergibt sich beim Violoncello eine Eigenschwingung des Baßbalkengebietes (in der Literatur „Hauptresonanz“ genannt): Mit kraftkonstanter Anregung tritt die größte Amplitude im gesamten Frequenzbereich zwischen linkem Stegfuß und linkem F-Loch auf und kann zur Erscheinung des bei Cellisten unbeliebten „Wolf tones“ führen, worauf weiter unten noch eingegangen wird. Bei 218 Hz (weitgehende Annäherung an einen Nullstrahler; Bild 6) schwingen beide

Stegfüße gleichphasig; daher überträgt der mit „falscher Phase“ schwingende Stimmstock eine zur Nullstrahlerschwingung von Decke und Boden gegenphasige Komponente auf den Boden, die im Phasendiagramm deutlich erkennbar ist.

Unterteilungen des Baßbalkens zeigen sich ab etwa 250 Hz. Bei 260 Hz (Bild 7) liegt eine für die mechanische Anregung der Decke durch die Stegfüße ungünstige Konfiguration vor, die sich neben einem Amplitudenminimum im Frequenzgang am linken Stegfuß auch in einem hörbaren Minimum der in den Raum abgestrahlten Schalleistung äußert; interessant ist, daß noch fast die ganze Decke und große Teile des Bodens als Nullstrahler wirken. Da die Zargen in diesem Frequenzbereich Decke und Boden starr koppeln, bilden sich dicht vor den Zargen (auch für andere Frequenzen) charakteristische Knotenlinien aus; so erscheint das im Instrumentenbau übliche Verdünnen des Holzes von Decke und Boden in den Randgebieten sinnvoll, da es die Ausbildung von nullstrahlerähnlichen Schwingungstypen unterstützt (auch der Baßbalken ist nicht bis zu den Zargen durchgeführt, sondern endet an beiden Seiten einige Zentimeter vor ihnen).

Bei 312 Hz (Bild 8) liegt am linken Stegfuß wieder ein starkes Amplitudenmaximum im Frequenz-

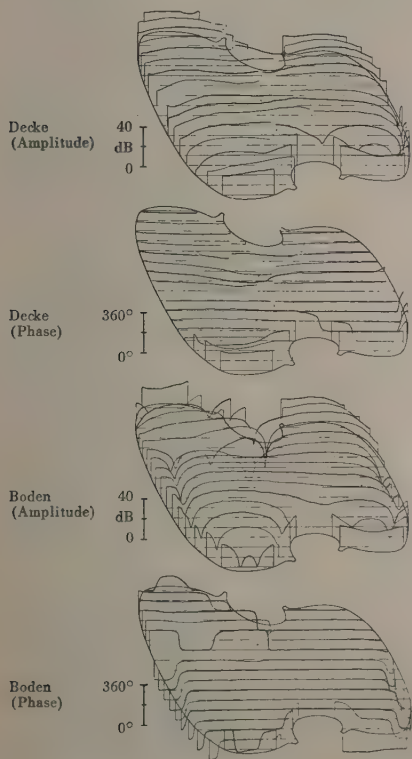


Bild 7. Amplituden- und Phasenverlauf auf Decke und Boden bei 260 Hz.

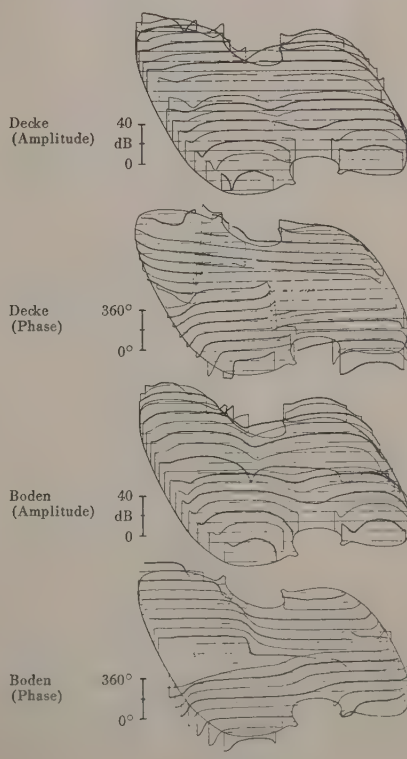


Bild 8. Amplituden- und Phasenverlauf auf Decke und Boden bei 312 Hz.

gang vor. Auffallend sind hier die gleichmäßigen Phasenverläufe, die offensichtlich durch Überlagerung einer Drehschwingung um die Mittelachse des Corpus entstehen. Ein ähnliches Bild stetiger Phasengänge zeigt Bild 9 bei 350 Hz (Amplitudenminimum am linken Stegfuß). Beide Bilder demonstrieren, daß die Wiedergabe nur der Knotenlinien oder Knotenzonen zur Charakterisierung von Schwingungskonfigurationen nicht ausreicht.

Recht scharfe Knotenlinien mit deutlichen Phasensprüngen zeigt Bild 10 bei 381 Hz, wo eine starke Eigenschwingung des Corpus vorliegt; dieser Schwingungstypus ist schon andeutungsweise in Bild 9 (besonders am Boden) zu erkennen. Bei 350 Hz (Bild 9) und 441 Hz (Bild 11) schwingen beide Stegfüße gleichphasig; allerdings führt, da hier der rechte Stegfuß stärker als der linke schwingt, der Steg doch eine Kippbewegung aus, die bei zur Decke paralleler Kraftanregung des Steges zur Erregung von Biegewellen auf der Decke auch erforderlich ist. Ebenfalls ist hier gut zu sehen, daß die „Knotenlinien“ keineswegs in gleichmäßiger Schärfe durchlaufen, was auf die Überlagerung verschiedener Schwingungstypen hinweist.

Bei höheren Frequenzen werden die Konfigurationen noch unübersichtlicher. In Bild 12 bei 633 Hz fällt auf der Decke die unterteilungshemmende Wir-

kung des Baßbalkens auf, während die rechte Dekenhälfte enger unterteilt schwingt. Näherungsweise kann man hier von einer Wellenausbreitung vorwiegend in der Längsrichtung des Instruments sprechen. Auf die Gesamtlänge der Decke von 75 cm entfallen bei 633 Hz auf der rechten Deckenhälfte fünf halbe Biegewellenlängen; daraus läßt sich grob die Biegewellengeschwindigkeit c_B , 633 Hz ≈ 190 m/s abschätzen. Auf dieselbe Weise ergibt Bild 14 bei 869 Hz eine Biegewellengeschwindigkeit c_B , 869 Hz ≈ 220 m/s. Zur näherungsweisen Berechnung der Biegewellengeschwindigkeit kann man hier (unter Berücksichtigung ihrer Dispersion) die Faustformel benutzen

$$c_B \approx 7,5V/f$$

Dabei erhält man c_B in m/s, wenn die Frequenz f in Hz eingesetzt wird. Die Biegewellengeschwindigkeit c_B wäre danach erst bei einer Frequenz von ungefähr 2 kHz gleich der Schallgeschwindigkeit in Luft. Tatsächlich sind im beobachteten Frequenzbereich gegenphasig schwingende Gebiete auf Decke und Boden weniger als die entsprechende halbe Luftwellenlänge voneinander entfernt. Daß dennoch eine erhebliche Schallabstrahlung möglich ist, läßt auf folgende Ursachen schließen:

- a) Bis etwa 250 Hz wirkt das Instrument näherungsweise als Nullstrahler; gegenphasig schwingende

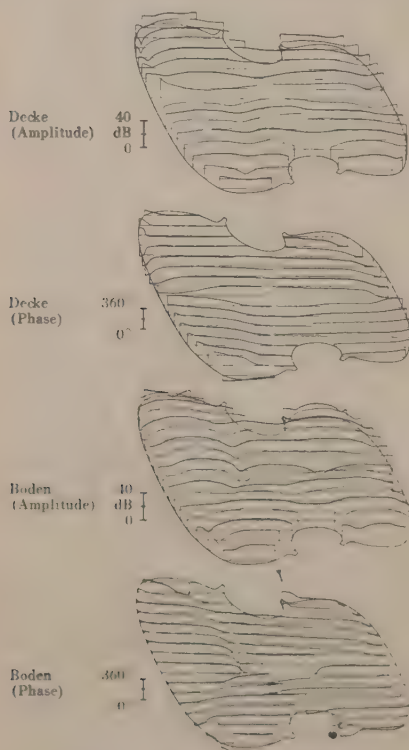


Bild 9. Amplituden- und Phasenverlauf auf Decke und Boden bei 350 Hz.

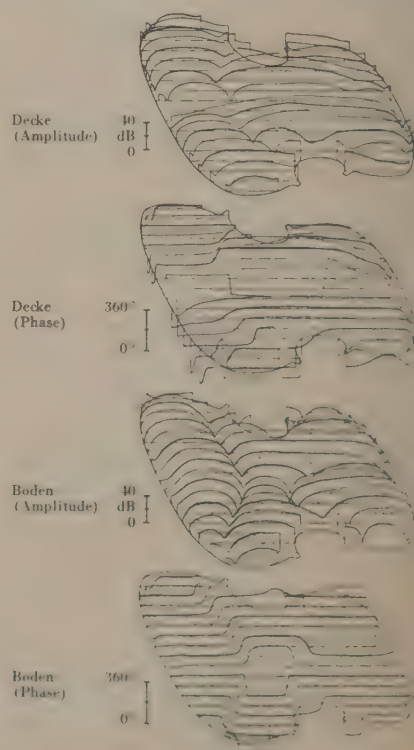


Bild 10. Amplituden- und Phasenverlauf auf Decke und Boden bei 381 Hz.

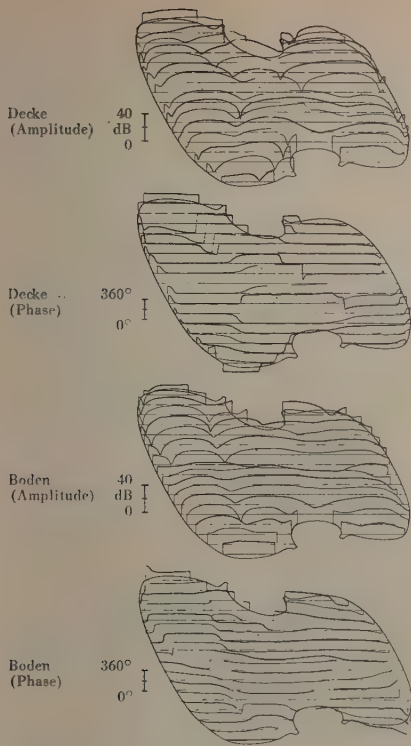


Bild 11. Amplituden- und Phasenverlauf auf Decke und Boden bei 441 Hz.

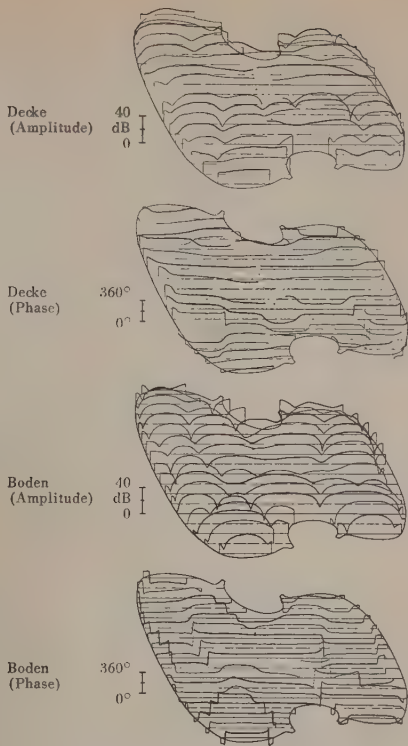


Bild 12. Amplituden- und Phasenverlauf auf Decke und Boden bei 633 Hz.

- Gebiete haben flächen- und amplitudenmäßig keinen großen Einfluß.
- b) Bei höheren Frequenzen ist die Kompensation gegenphasig schwingender Felder unvollkommen, da bestimmte Gebiete auf dem Instrument „bevorzugt“ angeregt werden (Wirkung des Baßbalkens?).
- c) Die Anregung in der Mitte der Decke fördert Schwingungstypen mit ungerader Zonenzahl, bei denen die Strahlungsbilanz günstiger liegt als bei geradzahligen Konfigurationen, bei denen sich gegenphasig schwingende Partien paarweise kompensieren können.

3.2. Anregung mit Terzrauschbändern

Hierbei wurde das anregende Tauchpulsystem mit Terzrauschen gespeist und die Meßspannung über ein Terzfilter statt des Resonanzverstärkers gegeben. Die erhaltenen Pegelstreifen wiesen statistische Amplitudenschwankungen von ungefähr 5 dB auf; in die den Frequenzbereich von 64 bis 1260 Hz umfassenden Diagramme wurde in logarithmischem Maßstab der Amplituden-Mittelwert eingetragen (Bild 15 a–z).

Auffallend ist die (auch zu erwartende) Ähnlichkeit mit den bei Sinustönen erhaltenen Konfigura-

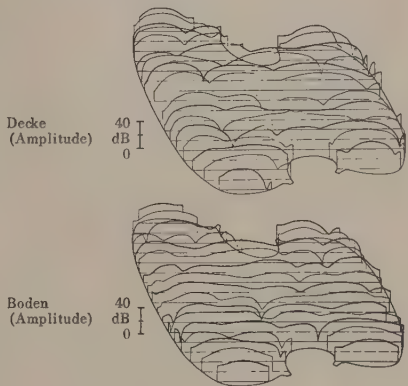


Bild 13. Amplitudenverlauf auf Decke und Boden bei 765 Hz.

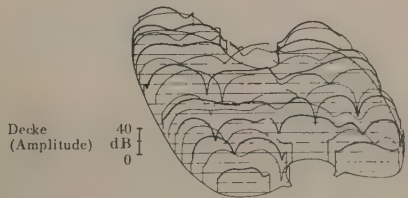


Bild 14. Amplitudenverlauf auf der Decke bei 869 Hz.

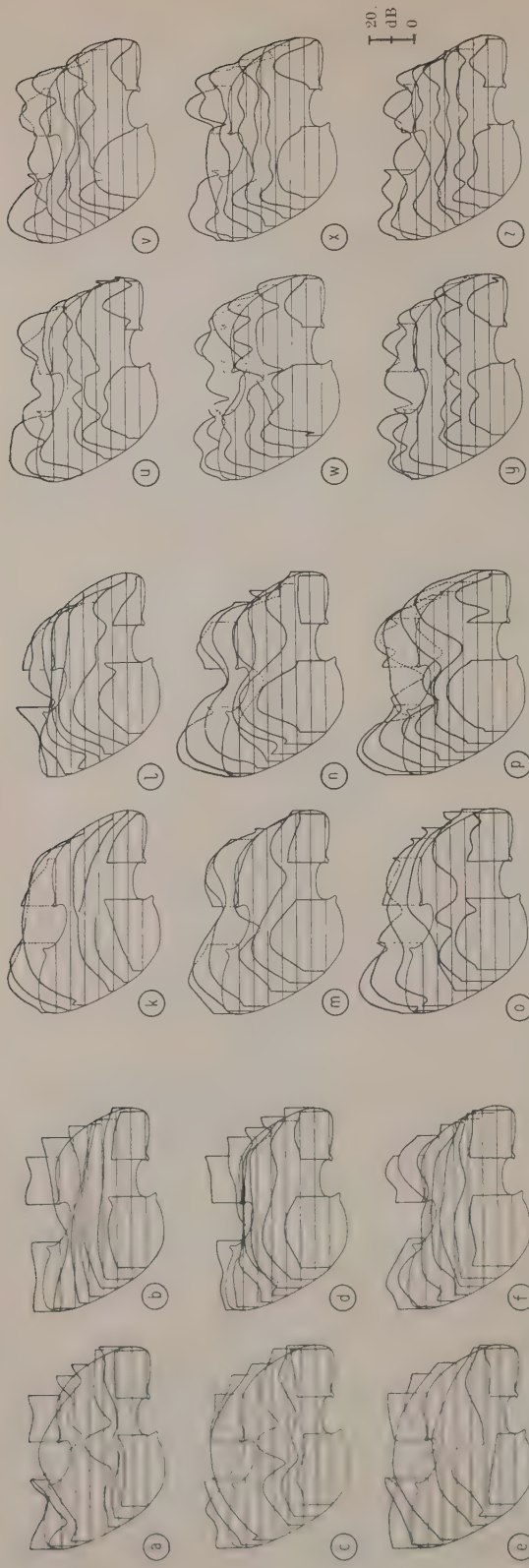


Bild 15. Amplitudenverlauf auf Decke und Boden bei Anregung mit Terräuschen.

Decke	Boden
(a) 64 bis 80 Hz	(b)
(c) 80 bis 100 Hz	(d)
(e) 100 bis 126 Hz	(f)
(g) 126 bis 160 Hz	(h)
(i) 160 bis 200 Hz	(j)
(k) 200 bis 250 Hz	(l)
(m) 250 bis 320 Hz	(n)
(o) 320 bis 400 Hz	(p)
(q) 400 bis 500 Hz	(r)
(s) 500 bis 640 Hz	(t)
(u) 640 bis 800 Hz	(v)
(w) 800 bis 1000 Hz	(x)
(y) 1000 bis 1260 Hz	(z)

tionen. Die „Inselbildung“ um den rechten Stegfuß bei tiefen Frequenzen (Diagramme a und c) tritt klar hervor, ebenso die starke Grundschwingung des Baßbalkens (Diagramme a, c, e, g, i). Bei niedrigen Frequenzen ergeben sich, wie bereits beobachtet, hohe Amplitudenwerte an den Zargen (Diagramme e–h). Die bei 250 Hz einsetzende Unterteilung des Baßbalkens ist erkennbar (Diagramm m). Mit steigender Frequenz wird die Unterteilung enger, und der Amplitudenverlauf wird gleichmäßiger (größere Zahl von Eigenschwingungen im Frequenzintervall); am oberen und unteren Rand von Decke und Boden zeigt sich ein starker Amplitudenabfall, dem ein Amplitudenmaximum vorausgeht. Besonders schwach schwingen die Partien am Ober- und Unterklotz.

4. Messung mechanischer Impedanzen

Zur Ergänzung der vorangegangenen Diagramme wurde an diversen Punkten des Instruments der mechanische Scheinwiderstand (definiert als Quotient von anregender Kraft und entstehender Schnelle) als Funktion der Frequenz gemessen. Bei den an Streichinstrumenten auftretenden komplizierten Frequenzgängen war ein Verfahren erwünscht, das den Frequenzgang der mechanischen Impedanz (im Gegensatz zu den üblichen Nullmethoden bei diskreten Frequenzen) kontinuierlich aufzunehmen gestattete.

4.1. Meßanordnung

Die zu untersuchende Stelle wird (über eine kleine Stange) von einem elektrodynamischen System angeregt; ein am System befestigter Kristallempfänger (Beschleunigungsempfänger) mit nachfolgendem Integrierglied mißt die dabei erzielte Schnelle. Eine dieser Schnelle proportionale Spannung regelt nun den das Antriebssystem speisenden Summer (benutzt wurde eine handelsübliche Ausführung mit eingebautem „Kompressor“, der z. B. auch bei der Mikrophoneichung verwendet wird) derart, daß sich am Kristallempfänger im gesamten Frequenzbereich konstante Schnelle einstellt. Die so vom Anregungssystem ausgeübte Wechselkraft ist dem Strom i durch das Tauchspulsystem proportional; dieser Strom i erzeugt am Widerstand R im Stromkreis des Systems eine Spannung, die (bei konstanter Schnelle) dem Betrag des mechanischen Scheinwiderstandes der Kombination von Meßobjekt, Anregungssystem und Kristallempfänger proportional ist. Von diesem Wert muß (unter Berücksichtigung der Phasenlage) eine dem mechanischen Scheinwiderstand von System und Empfänger allein entsprechende Spannung abgezogen werden. Dies geschieht durch phasenrichtige Differenzbildung in einem Kompensationsglied, in dem sich mit zwei abgleichbaren Widerständen die Anteile der mechanischen Impedanz von System- und

Empfänger­masse und eventuellen Reibungswiderständen nach Imaginär- und Realteil kompensieren lassen. Da die mit dem Kompressor verbundene Rückwärtsregelung Schnelleschwankungen nicht vollständig ausgleichen kann, wird sie durch eine (vorwärts) geregelte Pentode ergänzt.

Erhält man auf diese Weise den Betrag des mechanischen Scheinwiderstandes, so ergibt sich seine Phase durch eine Phasenmessung zwischen den Spannungen aus Kompensations- und Integrierglied, die phasenmäßig der mechanischen Impedanz des Meßobjekts und der Schnelle am Anregungssystem entsprechen.

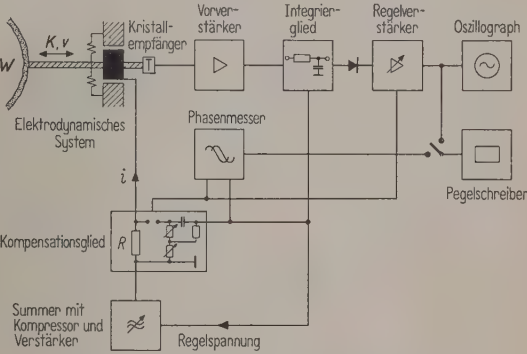


Bild 16. Blockschaltbild der Impedanzmessung.

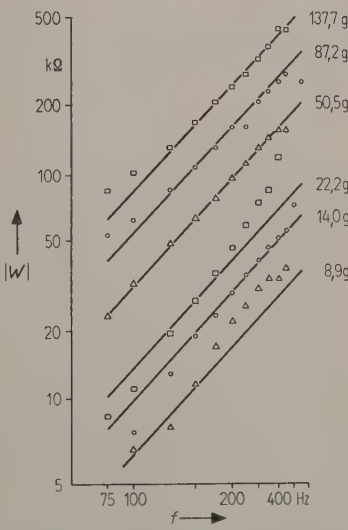


Bild 17. Impedanzbeträge verschiedener Massen in Abhängigkeit von der Frequenz.

Bild 16 zeigt das Blockschaltbild des angewandten Verfahrens, Bild 17 Eichkurven der Impedanzbeträge verschiedener Massen zwischen 8,9 und 137,7 g bei punktwiser Aufnahme im Frequenzbereich von 75 bis 600 Hz in doppelt-logarithmischer Darstellung.

In Bild 17 sind die ausgezogenen Geraden aus den Meßwerten der 50,5 g-Masse und den anderen Massebeträgen berechnet (1 mechanisches Ohm = 1 dyn: 1 cm/s).

Die relativen Fehler dieser Messungen erreichten bei einem Meßbereich von ungefähr 5 bis 500 k Ω in Einzelfällen 20%. Störungen entstanden durch Knickschwingungen der etwa 10 cm langen Ankopplungsstange bei höheren Frequenzen; bei niedrigen Frequenzen ließe sich die Genauigkeit durch Verbesserung der Kompensation mit Hilfe eines erweiterten Netzwerkes (Einbeziehung der Systemresonanz) erhöhen, was hier noch nicht geschehen ist.

4.2. Meßergebnisse

Bild 18 zeigt die Frequenzgänge der Impedanzbeträge am linken und rechten Stegfuß des Versuchsinstruments mit und ohne Steg (nebst Besaitung) und Stimmstock. (Der Nullpunkt in der Frequenz-

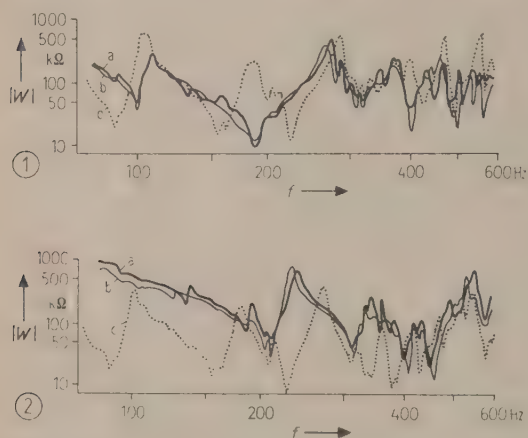


Bild 18. Betrag der mechanischen Impedanz.

1. Am linken Stegfuß (a) unter Normalbedingungen, (b) ohne Steg, (c) ohne Steg und Stimmstock.
2. Am rechten Stegfuß (a) unter Normalbedingungen, (b) ohne Steg, (c) ohne Steg und Stimmstock.

skala ist unterdrückt.) In Bild 18.1 (linker Stegfuß) sind deutlich zu erkennen die Wirkung der Hohlraumresonanz bei etwa 100 Hz, die stark mit den Decken- und Bodenschwingungen gekoppelt ist, ein Widerstandsminimum bei ungefähr 180 Hz (Hauptresonanz) und ein Widerstandsmaximum bei etwa 270 Hz. Diese drei charakteristischen Merkmale in der Frequenzkurve des Impedanzbetrages wurden auch an zwei anderen, älteren Instrumenten beobachtet. Das Maximum bei 270 Hz entspricht der Konfiguration von Bild 7 mit den ungünstigen Anhebungsbedingungen.

Bemerkenswert sind die starken Widerstandsschwankungen zwischen 5 k Ω und 1 M Ω im Fre-

quenzgang; man kann daraus schließen, daß die bei Streichinstrumenten beobachteten starken Schwankungen des Schalldruck-Frequenzganges nicht allein durch Interferenz und Variation des Strahlungswiderstandes bei Änderung der Schwingungskonfiguration, sondern in starkem Maße durch Schwankungen der mechanischen Impedanzen an beiden Stegfüßen, also der Anregungsbedingungen, entstehen. Der (gute) Instrumentalist ist im übertragenen Sinne mit einem Regelkreis Ohr – Gehirn – Muskulatur begabt, der diese Schalldruckschwankungen z. B. beim Skalenspiel ausgleicht; er kennt die starken und schwachen Tonbereiche seines Instruments und nivelliert unbewußt.

Das Entfernen von Steg und Besaitung bringt bis etwa 300 Hz keine besonderen Änderungen. Die Impedanzbeträge und die Resonanzfrequenzen sinken infolge der Entspannung der Decke etwas ab; die Frequenz der Hohlraumresonanz steigt um ungefähr 1 Hz; es verschwindet eine kleine Resonanzspitze bei 91 Hz, die von einer Dreheigenschwingung des Saitenhalters (als Masse) und der zwischen ihm und dem Steg befindlichen Saitenabschnitte (als Federung) herrührt. Die zusätzliche Wegnahme des Stimmstocks (Bild 18.1 und 18.2) ändert die Impedanzkurven erheblich mehr als das Fehlen von Steg und Besaitung; die Impedanzkurven am rechten und linken Stegfuß werden infolge Aufhebung der durch den Stimmstock erzwungenen Unsymmetrie einander ähnlicher; die Hohlraumresonanz, deren Eigenfrequenz um etwa 5 Hz sinkt, verstärkt ihren Einfluß; sie tritt sogar am rechten Stegfuß jetzt erst hervor, da die Kraftwirkungen der Hohlraumresonanz auf Decke und Boden sich durch den Stimmstock kompensieren. Überhaupt erhöht der Stimmstock den Impedanzbetrag am rechten Stegfuß bei fast allen Frequenzen stark. Vergleichsmessungen an den beiden Enden des Stimmstocks auf Decke und Boden ergaben dieselben Frequenzkurven und beweisen, daß der Stimmstock im gemessenen Frequenzbereich in seiner Längsrichtung starr schwingt.

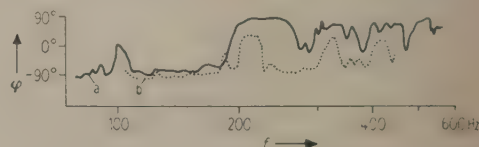


Bild 19. Phasenwinkel der mechanischen Impedanz.
(a) am linken Stegfuß, (b) am Stimmstock.

Bild 19 gibt Phasenkurven der mechanischen Impedanz am linken und rechten Stegfuß unter Normalbedingungen. Die erste Stelle „reagiert“ bis zur Hauptresonanz vorwiegend als Federung und danach als Masse; im zweiten Fall liegt vorzugsweise eine Federungsimpedanz vor. Zur Ergänzung wurden mit-

tels kleiner Kristallbeschleunigungsempfänger Phasemessungen der Schwingungsbewegungen am Steg durchgeführt. Frequenzkurven von Phasendifferenzen zeigt Bild 20. Danach schwingen beide Stegfüße bis etwa 180 Hz gegenphasig, wobei die Hohlraumresonanz eine gleichphasige Komponente liefert (man beachte hierzu das Fehlen der „Inselbildung“ im Diagramm e aus Bild 15); Biegeschwingungen in der linken Steghälfte beginnen bei 200 Hz.

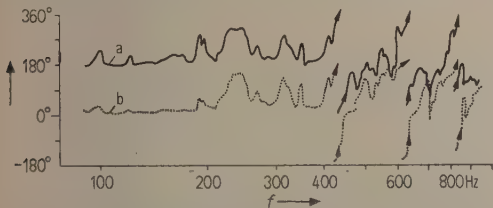


Bild 20. Phasendifferenz zwischen (a) rechtem und linkem Stegfuß, (b) Stegmitte und linkem Stegfuß.

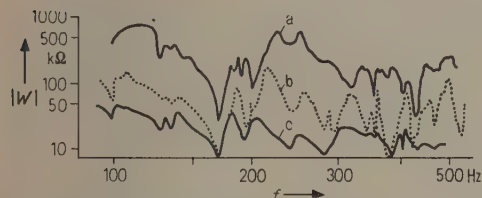


Bild 21. Betrag der mechanischen Impedanz, (a) Stegmitte vertikal angeregt, (b) Stegmitte horizontal angeregt, (c) G-Saite horizontal angeregt.

Der Betrag der mechanischen Impedanz am Steg hängt in starkem Maße von der Anregungsrichtung ab. In Bild 21 ist die Mitte der Stegoberkante bei der Meßkurve a normal zur Decke und bei Kurve b parallel zur Deckenfläche angeregt worden; Kurve c entstand bei zur Decke paralleler Anregung der G-Saite etwa 1 cm vom Steg entfernt. Am „schwersten“ ist die Anregung über den Steg normal zur Deckenfläche (Gleichtakterregung der beiden Stegfüße); das Impedanzminimum der Hauptresonanz tritt mit allen drei Anregungsarten bei derselben Frequenz deutlich hervor.

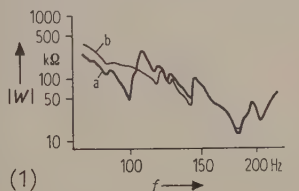
Weitere hier nicht wiedergegebene Messungen zeigen, daß die Zargen bei Anregung normal zu ihrer Seitenfläche als Federung wirken und Biegesonanz bis 500 Hz nicht auftreten. Bei Anregung an der Schnecke kann man Eigenschwingungen von Hals und Griffbrett erkennen; bei 95 Hz führen Hals und Griffbrett zusammen eine Drehschwingung senkrecht zur Deckenfläche um den Halsansatz am Oberklotz aus; bei 160 Hz liegt eine Torsionseigenschwingung des Griffbretts vor. Hemmte man bei diesen Versuchen die Bewegung von Decke oder Boden an verschiedenen Stellen durch Aufdrücken der Hand

oder Aufkleben einer schweren Masse, so ergab sich keine nennenswerte Impedanzänderung an der Schnecke; auf diese Weise kann man leicht feststellen, daß die beiden letztgenannten Eigenschwingungen nicht mit Biegeschwingungen auf Decke oder Boden gekoppelt sind.

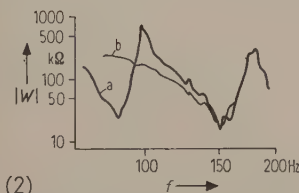
Die Reproduzierbarkeit der Impedanzkurven war am selben Tage gut; innerhalb längerer Zeiträume konnten sich geringe Unterschiede infolge Veränderungen von Luftfeuchtigkeit und Temperatur, die auf jedes Streichinstrument einwirken, ergeben. Wichtig war bei diesen Versuchen eine sorgfältige Abdämpfung aller Saiten.

4.3. Spezielle Fragen

Bild 22 demonstriert den Einfluß der Hohlraumresonanz auf den Frequenzgang des Betrages der mechanischen Impedanz am linken Stegfuß zwischen 80 und 150 Hz. Sowohl unter Normalbedingungen (Bild 22.1) als auch bei entferntem Steg und Stimm-



(1)



(2)

Bild 22. Betrag der mechanischen Impedanz am linken Stegfuß.

1. Unter Normalbedingungen;
F-Löcher (a) frei, (b) verdeckt.
2. Ohne Steg und Stimmstock;
F-Löcher (a) frei, (b) verdeckt.

stock (Bild 22.2) ergeben sich nach dem Verdecken der F-Löcher (durch Ausstopfen mit Watte oder lockeres Auflegen von Tüchern) glatte Widerstandskurven unter gleichzeitiger erheblicher Verminderung der abgestrahlten Schalleistung bei der Resonanzfrequenz. Im elektrischen Ersatzschaltbild läßt sich der Impedanzverlauf bei der Hohlraumresonanz (unter Verwendung der Analogie Kraft $\triangleq$ Spannung, Schnelle $\triangleq$ Strom) darstellen durch Hintereinanderschaltung einer Kapazität, die der in diesem Frequenzbereich als Federung wirkenden Decke entspricht, mit einem Parallelresonanzkreis, in dem die Induktivität die vor den F-Löchern schwingende Luftmasse und die Kapazität die Federung des im Corpus eingeschlossenen Luftvolumens symbolisiert.

Beim Violoncello [2] (wie auch bei der Geige [5]) liegt die Hauptresonanz etwa eine Septime über der Hohlraumresonanz. Die Wirkung der Hohlraumresonanz auf Decke und Boden ist analog der einer Baßreflexbox auf einen Lautsprecher: Unterhalb der Resonanzfrequenz schwingen die Decke und die Luft vor den F-Löchern gegenphasig; mit ansteigender Frequenz „verbessert“ sich die Phasenlage, so daß sich bei und etwas oberhalb der Resonanzfrequenz (beim Cello im Bereich von ungefähr 95 bis 120 Hz) eine merkliche Erhöhung der abgestrahlten Schallleistung ergibt; zwar erhöht sich oberhalb der Resonanzfrequenz der Betrag der mechanischen Impedanz der Decke am linken Stegfuß, doch wird dies durch die Abstrahlung aus den F-Löchern offenbar mehr als ausgeglichen, wie die Verminderung der Abstrahlung beim Verdecken der F-Löcher zeigt. Durch teilweises Verdecken der F-Löcher läßt sich die Eigenfrequenz der Hohlraumresonanz bis auf etwa 60 Hz senken.

Die beim Violoncello im Frequenzbereich um 180 Hz auftretende Hauptresonanz führt bei manchen (nicht notwendig schlechten) Instrumenten zu einer sehr unbeliebten Instabilitätserscheinung auf der Saite bei Anregung durch den Bogen. Ergebnisse über dieses, für das Cello besonders charakteristische Phänomen, unter Musikern „Wolf-ton“ genannt, hat W. VOLLMER [2] mitgeteilt. Der Wolf-ton äußert sich physikalisch in einer starken Resonanzspitze im Frequenzgang der Schnelle am linken Stegfuß. Bild 23 zeigt einen Ausschnitt aus solcher

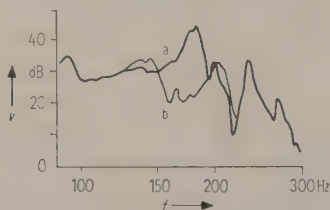


Bild 23. Schnelle am linken Stegfuß eines wolfenden Cellos (a) unter Normalbedingungen, (b) nach Anbringung eines Schwingungstilgers am linken Stegfuß.

Schnelle-Frequenzkurve eines (etwa 100 Jahre alten) wolfenden Instruments; das zugehörige Minimum in der (hier nicht wiedergegebenen) Frequenzkurve des Impedanzbetrages am linken Stegfuß legt eine einfache Methode zur Beseitigung des Wolf tones nahe: Man kopple ein geeignetes mechanisches Schwingungssystem, das den Betrag des mechanischen Scheinwiderstandes am linken Stegfuß bei der betreffenden Frequenz erhöht, in der Nähe des Amplitudenmaximums beim linken Stegfuß an die Decke. Ein solcher mechanischer „Sperrkreis“ (in der technischen Literatur auch Schwingungstilger genannt) besteht z. B. aus einer auf der Decke angebrachten

5 bis 10 mm starken Schaumgummischicht von wenigen Quadratzentimetern Fläche, auf der eine Masse solcher Größe befestigt wird, daß dieses schwingungsfähige System bei etwa 180 Hz seine Resonanz aufweist. Stellt man im elektrischen Ersatzschaltbild die Hauptresonanz durch einen Serienresonanzkreis dar, so entspricht der Schwingungstilger einem in Reihe hinzugefügten Parallelresonanzkreis. Der mechanische Scheinwiderstand w des Schwingungstilgers ist

$$w = \frac{j\omega m r + (m/f)}{j\omega m + (1/j\omega f) + r}$$

Dabei bedeuten m , f und r Masse, Federung und Reibungswiderstand des Tilgers und ω die Kreisfrequenz. Der Betrag der Impedanz hat bei der Resonanzfrequenz ω_0 ein Maximum; der Realteil der Impedanz ist dann näherungsweise

$$w_{\omega_0} \approx \frac{m}{r f} \approx \frac{\omega_0^2 m^2}{r}$$

Zu geringer Reibungswiderstand r des Tilgers kann zu Koppelschwingungen beider Kreise mit neuen wolferzeugenden Minima führen. Bei etwas größerem Reibungswiderstand ist die Frequenzabstimmung unkritischer und leichter durchführbar; außerdem reicht erfahrungsgemäß eine geringe Erhöhung des Impedanzbetrages durch den Schwingungstilger schon zur Unterdrückung des Wolf tones aus. Bei dieser Art der Beseitigung des Wolf tones durch eine frequenzselektive „Dämpfung“ werden die anderen Tonbereiche des Instruments nicht nennenswert beeinflusst. Im Handel befindet sich auch eine Vorrichtung zur Verhinderung des Wolf tones, die aus einer Masse von wenigen Gramm besteht und auf den Abschnitt der C- oder G-Saite zwischen Steg und Saitenhalter gebracht wird; durch Verschieben dieser Masse auf der Saite kann man dieses schwingungsfähige System ebenfalls bei 180 Hz in Resonanz bringen. Analog wirkt das von Cellisten geübte Verfahren, beim Auftreten eines Wolfes diesen Ton auf der Nachbarsaite mitzugreifen [2]. Das Verfahren mit der zu verschiebenden Masse hat allerdings den Nachteil recht geringer Resonanzbreite, außerdem muß beim Umstimmen des Instruments (d. h. bei einer Veränderung der Saitenspannung) die Masse neu justiert werden. Hingegen ist beim ersten Verfahren (unter Verwendung von Schaumgummi) die Frequenzabstimmung unkritisch; der Kopplungsgrad läßt sich dabei noch durch Versetzung des Tilgers an Orte geringerer Amplitude variieren; dadurch ändert sich das auf den Anregungsort der Saite bezogene Transformationsverhältnis der mechanischen Zusatzimpedanz. Bild 24 — es handelt sich um das Versuchsinstrument von Bild 18 — gibt Meßergebnisse am linken Stegfuß im Impedanzdiagramm: Schwingungstilger I (Kurve b) bestand aus einem abge-

stimmten Masse-Schaumgummi-System; Schwingungstilger II war eine auf dem unteren C-Saitenabschnitt befestigte Masse von etwa 3 g. Die erste Methode wurde an mehreren wölfenden Violoncelli ausprobiert und ergab sofortige Beseitigung der Wolferscheinungen.

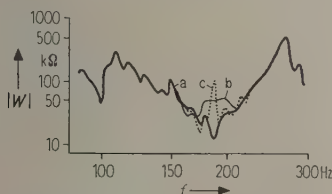


Bild 24. Betrag der mechanischen Impedanz am linken Stegfuß
(a) unter Normalbedingungen,
(b) mit Schwingungstilger I,
(c) mit Schwingungstilger II.

Mechanische Resonanzglieder lassen sich z. B. auch anwenden, um das Widerstandsmaximum bei 260 Hz abzuschwächen; so brachte ein auf der Decke unterhalb des Griffbrettes aufgeklebter abgestimmter Schwingungstilger eine Aufspaltung dieses Maximums unter gleichzeitiger Senkung der beiden entstandenen Spitzen auf etwa 60% des ursprünglichen Wertes. Dies ist bei Betrachtung von Bild 7 auch verständlich: Der Tilger ändert die für die Erregung ungünstige Schwingungskonfiguration. Derselbe Ef-

fekt führt bei im Meßgestell vom Tauchpulsystem mit 260 Hz angeregten Instrument zu einer deutlichen Erhöhung der abgestrahlten Schalleistung, wenn man den Schwingungsbauch in der oberen Deckenhälfte durch Aufkleben einer größeren Masse „wegdrückt“. Der Nutzen solcher schwingungstechnischer Änderungen am Streichinstrument wird sich allerdings nur durch die Bewährung in der Spielpraxis feststellen lassen.

Herrn Professor Dr. Dr.-Ing. E. MEYER danke ich für die Stellung des Themas, für viele wertvolle Ratschläge und für anregende Diskussionen.

(Eingegangen am 24. Mai 1959.)

Schrifttum

- [1] WINCKEL, F., Die Akustik der Geige, Sonderdruck aus „Die Kunst des Geigenbaues“ von O. MÖCKEL, Verlag B. Fr. Voigt, Berlin 1954.
- [2] VOLLMER, W., Über die Erscheinung des Wolftons bei Streichinstrumenten, insbesondere beim Cello. Dissertation Techn. Hochschule Karlsruhe 1936.
- [3] KOHASI, Y. und TOKITA, Y., On acoustical and vibrational studies on violas and violoncellos. J. acoust. Soc. Japan 11 [1955], 19 (in japanischer Sprache).
- [4] FISCHER, J. B., Neuere Untersuchungen über den „son rauque“ an Lautsprechern. Arch. elektr. Übertragung 10 [1956], 441.
- [5] ARNS, U., Untersuchungen an Geigen. Dissertation Techn. Hochschule Karlsruhe 1955.

LETTER TO THE EDITORS

Zur akustischen Gestaltung der neuerbauten Beethovenhalle in Bonn

Am 8. September 1959 wurde die neuerbaute Beethovenhalle in Bonn ihrer Bestimmung übergeben. Es scheint daher angebracht, an dieser Stelle einige Angaben über die Maßnahmen zur Erzielung einer guten Hörbarkeit in diesem Raum zu machen, mit deren Ausarbeitung der eine der Verfasser betraut war*. Außerdem werden einige Ergebnisse von Messungen in der fertigen Beethovenhalle mitgeteilt.

Der große Saal der Beethovenhalle — und nur von ihm soll hier die Rede sein — dient vorwiegend der Aufführung von Konzerten aller Art. Daneben ist vorgesehen, den Saal als Kongreßhalle zu verwenden und darüber hinaus gesellschaftliche Veranstaltungen, z. B. Karnevalsveranstaltungen, in ihm stattfinden zu lassen. Da der Schwerpunkt seiner Verwendung auf der Wiedergabe von Orchester-, Chor- und Orgelmusik liegt, wurde der akustischen Planung diese Verwendungsart zugrundegelegt.

Der große Saal der Beethovenhalle ist bei einem Volumen von 16 000 m³ für ein Publikum von etwa 1420 Zuhörern bestimmt, die bei vollbesetztem Haus eine Fläche von insgesamt 1150 m² in Anspruch nehmen. Grundriß und Längsschnitt — beides stark vereinfacht — sind in Bild 1 wiedergegeben. Der asymmetrische

Balkon zieht sich an der rechten Seitenwand weit nach vorn; auch die das Podium einfassenden Wände weisen eine gewisse Unsymmetrie auf. Besonders ins Auge fallen die konkave Decke wie auch die stark gekrümmten Seitenwände, welche durch eine Anzahl von Stufen in großflächige Teilwände aufgelöst werden. Der Fußboden verläuft mit Rücksicht auf die vielseitige Verwendbarkeit des Raumes horizontal.

Um unerwünschte Eckenrückwürfe und Schallkonzentrationen zu vermeiden, lag es nahe, Decke und Wände ganz oder teilweise durch aufgesetzte Streukörper aufzulösen. Für die aus 25 mm starkem Gipsrabitzz bestehende Decke wurde vom Architekten (S. Wolske, Hamburg) schließlich folgende Anordnung vorgeschlagen: Die gesamte Deckenfläche ist durch 8 cm hohe Gipsstege in etwa 1800 rautenförmige Felder aufgeteilt. Auf jedem dieser Felder ist als Streukörper entweder eine Kugelkalotte, eine Doppelpyramide oder ein beidseitig schräg abgeschnittenes Zylindersegment mit der Wölbung nach unten befestigt. In jeweils 18 Streukörpern sind sechs Kugelkalotten, fünf Doppelpyramiden und sieben Zylindersegmente enthalten. Die Tiefenerstreckung dieser Körper liegt bei 30 cm. Sie sind aus 8 mm starkem Gips hergestellt, dem zur Vermeidung von sonst stark vorhandenen Nachklingerscheinungen Vermiculite in einem bestimmten, durch besondere Versuche ermit-

* An den einzelnen Untersuchungen und Vorarbeiten hat sich zeitweise auch Herr Dr. R. THIELE beteiligt.

telten Verhältnis beigemengt wurde. Die Streuwirkung einer derart „aufgerauten“ Decke wurde an Hand eines im Maßstab 1 : 10 verkleinerten Deckenausschnitts untersucht, der etwa 200 Deckenfelder umfaßte. Das Modell war aus gut lackiertem Sperrholz hergestellt und wurde zur Messung im reflexionsfreien Raum des III. Physikalischen Instituts der Universität Göttingen drehbar aufgehängt. Ein 7 m entfernter Lautsprecher beschallte das Meßobjekt mit Rauschen von Terzbandbreite. Mit Hilfe eines hochauflösenden Richtmikrophons wurde die Druckamplitude des in Richtung zur Schallquelle reflektierten Schallanteils gemessen und zwar in Abhängigkeit vom Einfallswinkel. Das Ergebnis für eine Frequenz von 10 kHz ist in Bild 2 dargestellt; in radialer Richtung ist der gemessene Schalldruck in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Wie gewünscht, erhält man noch einen relativ starken geometrisch reflektierten Schallanteil; die zusätzlich erzielte Streuwirkung ist als gut zu bezeichnen.



Bild 1. Grundriß und Längsschnitt des großen Saals der Beethovenhalle (vereinfacht).

In ähnlicher Weise wurden die das Podium umschließenden Wände, die sich rechts und links daran anschließenden großen Wandflächen sowie die nach dem Podium gerichteten vorspringenden Wandteile behandelt. Allerdings wurden hier zylindrische Körper mit senkrecht verlaufender Achse verwendet, die sich über die ganze Wandhöhe erstrecken. Ihre Basisbreite beträgt im Mittel 90 cm bei einer Tiefenerstreckung von 25 bis 30 cm; zwischen je zweien von ihnen blieb ein Streifen von 30 bis 50 cm frei. Dem Wunsch des Architekten entsprechend wurden diese Streukörper durch ein im Abstand von 40 cm vor der Wand verlaufendes Leistengitter abgedeckt. Es besteht aus hochkant gestellten, porenicht lackierten Brettern von 7 cm Breite, die voneinander einen Abstand von jeweils 5 cm haben. Durch entsprechende Versuche wurde sichergestellt, daß dieses Gitter die dahinterliegenden Körper zwar optisch, nicht aber akustisch verdeckt.

Große Aufmerksamkeit wurde der Einstellung einer dem Verwendungszweck angemessenen Nachhallzeit gewidmet. Eine erste überschlägige Nachhallberechnung unter Berücksichtigung der durch die zahlreichen Deckenkörper bedingten Flächenvergrößerung ergab, wie kaum anders zu erwarten, einen starken Anstieg der Nachhallzeit nach tiefen Frequenzen hin und somit die Notwendigkeit einer zusätzlichen Tiefenabsorption. Diese konnte zum großen Teil durch die von vornherein vorgesehene Holzverkleidung der Seitenwände erhalten werden. Diese Holzverkleidung besteht aus etwa 5 cm breiten und 2 cm starken, porenicht lackierten Leisten, die durch Nut und Feder miteinander verbunden sind. Sie verläuft in einem Abstand von 7 bis 9 cm vor der Wand und hat eine Gesamtfläche von 600 m², erstreckt sich also praktisch über die ganzen Seitenflächen. Insgesamt die Hälfte davon ist abschnittsweise mit 5 cm dicken Glaswolleplatten hinterlegt. Im Hallraum durchgeführte Messungen an einem 18 m² großen Ausschnitt

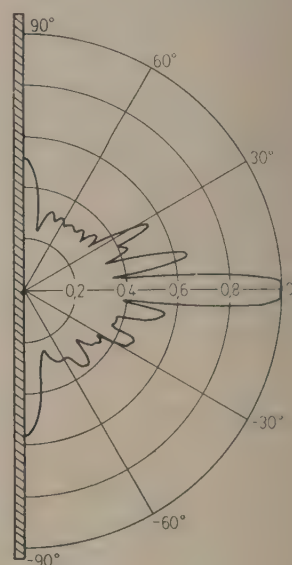


Bild 2. Rückstreuendiagramm für 10 kHz, gewonnen an einem modellmäßigen Deckenausschnitt der Beethovenhalle.

aus dieser Wandverkleidung zeigten aber, daß die zu erwartende Gesamtabsorption dieser Verkleidung bei tiefen Frequenzen noch nicht ausreichend war. Deshalb wurden die für die Decke vorgesehenen kalottenförmigen Streuelemente als abgestimmte Tiefenabsorber ausgebildet. Sie erhielten eine aus jeweils 250 Löchern von 6 mm Durchmesser bestehende Perforation (Lochabstand etwa 30 mm), die sich aber nur auf die Kuppen der Kalotten erstreckte. Im Inneren jeder Kalotte wurde eine Kreisplatte aus 25 mm starkem Sillan so befestigt, daß diese den perforierten Teil von dem unperforierten trennte. Absorptionsmessungen im Hallraum ergaben bei 125 Hz eine maximale Absorption von 0,65 m² pro Kalotte. Um auch die Schwingungsfähigkeit der ganzen Decke sowie die akustisch wirksame Flächenvergrößerung berücksichtigen zu können, wurde im Hallraum ein Deckenausschnitt in Originalgröße untersucht, der 22 Deckenfelder mit serienmäßig hergestellten Streu-

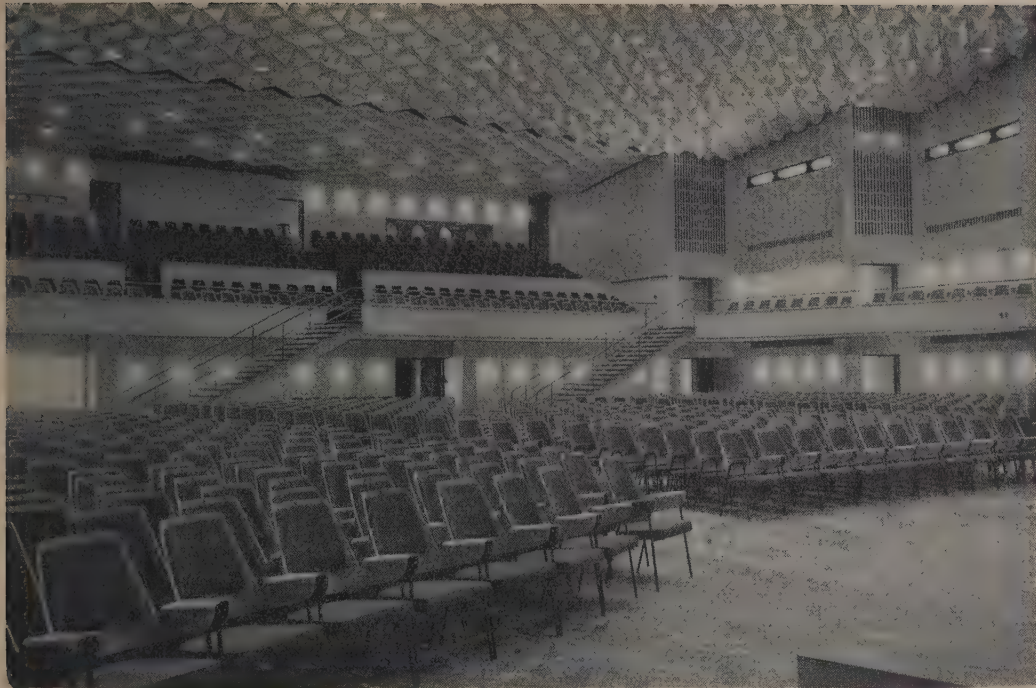


Bild 3. Der große Saal der Beethovenhalle.

körpern umfaßte. Überdies ergab sich die Möglichkeit einer Nachhallmessung in der Beethovenhalle bei fertig eingebauter Decke, aber sonst noch rohem Zustand des Fußbodens und der Wände. Die Übereinstimmung der aus diesen Versuchen gewonnenen Ergebnisse war sehr befriedigend; eine erneute Nachhallberechnung auf Grund dieser Ergebnisse lieferte jedoch ein kleines Nachhallmaximum bei 250 Hz. Um auch hier einen monotonen Nachhallverlauf zu erzielen, wurden im weiteren Verlauf der Bauarbeiten 125 m² der Seitenwand mit einem auf 250 Hz abgestimmten Resonanzabsorber bedeckt, der aus einer 5 cm starken Sillanplatte und einer darübergespannten Kunststoffolie von 1200 g/m² Flächengewicht besteht. Diese Anordnung wurde zwischen den Wandzylindern, d.h. in relativ schmalen Streifen hinter dem Leistengitter angebracht.

Die Nachhallzeit in der fertiggestellten Beethovenhalle (siehe Bild 3) konnte sowohl im unbesetzten, wie auch — anläßlich eines Probekonzerts (Orchester mit 60 Musikern, Streichquartett, Chor, Klavier mit und ohne Orchesterbegleitung, Gesang) — im voll besetzten Zustand gemessen werden. Im letzteren Fall setzte sich das Publikum aus über 1400 Schülern im Alter zwischen 16 und 19 Jahren zusammen. Schallquelle war bei Frequenzen unterhalb 250 Hz eine Reihe von zerplatzenden Luftballons, für die höheren Frequenzen wurden Heultöne verwendet. Einige Meßwerte wurden auch durch Auswertung von Bandaufnahmen des Orchesterkonzerts (z. B. Coriolan-Ouvertüre) gewonnen. Die Ergebnisse sind in Bild 4 dargestellt. Zum Vergleich sind die durch die endgültige Berechnung erhaltenen Nachhallzeiten angegeben. Bei dieser Berechnung wurde das Publikum einmal zahlenmäßig, zum anderen nach der neuerdings von BERANEK wieder empfohlenen Methode flächenmäßig berücksichtigt, allerdings mit einem stärkeren Abfall der Publikumsabsorption nach tiefen

Frequenzen hin ($\alpha_{125\text{ Hz}} = 0,25$). Man erkennt, daß die gemessenen Werte mit der dem letzteren Berechnungsverfahren entsprechenden Kurve besser übereinstimmen. Wäre in der Rechnung der von BERANEK propagierte Wert $\alpha_{125\text{ Hz}} = 0,60$ verwendet worden, so hätte sich bei 125 Hz eine Nachhallzeit von 1,85 s ergeben, die also im Vergleich mit den Meßwerten zu niedrig ausgefallen wäre. — Im übrigen ist noch einmal darauf hinzuwei-

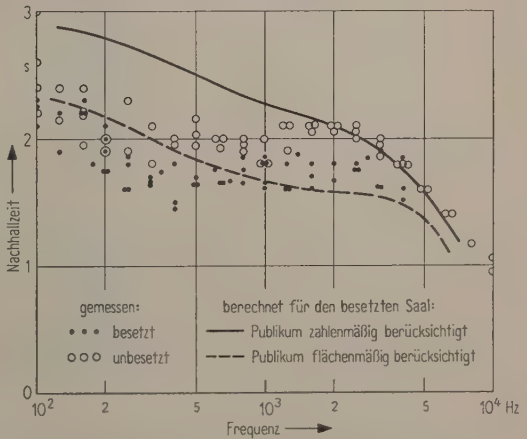


Bild 4. Berechnete und gemessene Nachhallzeit im großen Saal der Beethovenhalle.

sen, daß bei der Planung und Ausführung jede Zusatzabsorption bei mittleren und hohen Frequenzen peinlichst vermieden worden ist, um eine möglichst große Nachhallzeit zu erhalten.

An dieser Stelle ist vielleicht eine allgemeine Bemerkung zur Absorption des Publikums und zu den maximal in einem Konzertsaal erreichbaren Nachhallzeiten angebracht. Es ist insbesondere durch die Versuche zur Hallraumgestaltung bekannt, daß man in einem Hallraum ohne Diffusoren eine viel größere Nachhallzeit als theoretisch zu erwarten mißt, wenn man eine Wand vollständig mit einem hochabsorbierenden Material auskleidet. Oder anders ausgedrückt: Der Schluckstoff zeigt eine scheinbar viel kleinere Absorption (z. B. statt 90 bis 100% nur 20 bis 30%). — Die heutigen Gestalter von Konzertsälen oder Theaterräumen setzen nun das Publikum sehr „sozial“, d. h. bequem und auf große Flächen, die dem einfallenden Schall gut ausgesetzt sind. Sorgt man dann gleichzeitig für die gewünschte Schalldiffusität im Raum, dann kommt die Publikumsabsorption in vollem Ausmaß zum Tragen, und es ergibt sich so eine obere Schranke für die maximal erreichbare Nachhallzeit unter der Voraussetzung, daß sonst keine zusätzlichen porösen Absorber in größerer Menge verwendet werden. So erklärt sich vielleicht, daß die quaderförmigen Räume ohne besondere Schalldiffusität größere Nachhallzeiten unter sonst gleichen Bedingungen gestatten. Ob dies in jedem Fall erwünscht ist, bleibe hier dahingestellt.

Um noch einmal auf die Schalldiffusität zurückzukommen, so ist in der Beethovenhalle subjektiv leicht festzustellen, daß sich die große Zahl der Streuelemente in bezug auf eine ortsunabhängige Energieverteilung günstig auswirkt. Die Sprachverständlichkeit ist auf allen Plätzen überraschend hoch.

Zum Schluß sei noch die elektroakustische Übertragungsanlage erwähnt, die in der Beethovenhalle eingebaut wurde. Die Lautsprecher liegen in der Decke etwa über der Vorderkante des Podiums. Dadurch erreicht der von ihnen abgestrahlte Schall den Zuhörer stets später als der Direktschall. Infolgedessen kann man durch eine geeignete Wahl des Verstärkungsgrades eine beträchtliche Anhebung der Gesamtlautstärke erreichen, ohne daß die Lautsprecher als solche gehört oder gar lokalisiert werden können; von allen Plätzen aus wird stets der Sprecher lokalisiert.

Die Hörsamkeit des großen Konzertsalles in der Beethovenhalle hat bei allen bisher durchgeführten musikalischen Veranstaltungen eine günstige Beurteilung durch das Publikum gefunden.

(Eingegangen am 25. 9. 1959.)

E. MEYER und H. KUTTRUFF,
III. Physikalisches Institut der Universität
Göttingen

Ludwig Bergmann †

Am 14. September 1959 verstarb ganz unerwartet LUDWIG BERGMANN. Noch während des 3. Internationalen Kongresses für Akustik in Stuttgart, an dem er aktiven Anteil nahm, erlitt er auf einer Fahrt nach Heidelberg einen Herzinfarkt, von dem er sich nicht mehr erholen sollte.

Mit BERGMANN ist einer der besten Experimentalphysiker dieser Generation dahingegangen. Wem es je vergönnt war, einen seiner Experimentalvorträge zu hören — Vorträge, deren Versuche er selbst vorbereitete und bei deren Abhaltung er sich gar nicht oder nur geringfügig assistieren ließ —, wird die mannigfachen Anregungen, die sich auf die Verbindung der verschiedensten physikalischen Fachgebiete, Hochfrequenztechnik, Optik, Akustik bezogen, niemals vergessen. Aus seiner Liebe zur Experimentalphysik heraus schrieb er zusammen mit dem theoretischen Physiker CLEMENS SCHÄFER das ausgezeichnete Lehrbuch der Experimentalphysik.

BERGMANN wurde in Wetzlar im Jahre 1898 geboren. Nach einer kurzen Industrietätigkeit bei Telefonen in Berlin und nach einigen Assistenten- und Privatdozenten-Jahren an den Universitäten von Marburg und Berlin wurde er 1936 Ordinarius für Physik an der Technischen Hochschule in Breslau. Nach dem Kriege übernahm er in seiner Heimatstadt Wetzlar die Leitung der wissenschaftlichen Abteilung der Optischen Werke Ernst Leitz, die er 13 Jahre trotz mehrerer ehrenvoller Rufe an verschiedene westdeutsche Universitäten bis zu seinem Tode beibehielt.

Es ist hier nicht der Ort seiner vielen und bedeuten-

den wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiet der Hochfrequenztechnik und der Optik zu gedenken. Jeder akustisch interessierte Wissenschaftler oder Ingenieur in der ganzen Welt kennt BERGMANN als den Verfasser der umfangreichen Monographie „Der Ultraschall“, ein Werk, das sich von Auflage zu Auflage immer mehr aus-



weitete und das schließlich im Jahre 1954 in 6. Auflage mit mehr als 1000 Seiten Inhalt erschien. Das Literaturverzeichnis am Ende dieses Buches enthält mehr als 5000 Zitate! Das Werk ist in viele Sprachen übersetzt worden. BERGMANN hat diese fast übermenschliche Arbeit allein durchgeführt. Diese literarische Arbeit würde Grund genug sein, ihm auf dem Gebiet des Ultraschalls einen ehrenvollen Namen zu geben. Aber er hat auch auf vielen Gebieten des Ultraschalls ganz ausgezeichnete Originalarbeiten verfaßt. Um nur ein Beispiel zu nennen: Seine hervorragenden Aufnahmen von schwingenden Glaszylindern sind weithin bekannt und in die Weltliteratur eingegangen. Aber diese Bilder sind nicht nur ästhetisch schön, sondern sie haben in der erfahrenen Hand von BERGMANN durch Zusammenfassung von Elastomechanik, Optik und Kristall-Theorie wichtige Unterlagen zur Charakterisierung von Gläsern gegeben.

Gerade die Beherrschung so verschiedenartiger Wissenschaftsgebiete und die Kunst, sie in geeigneter Weise zu koordinieren, sind für LUDWIG BERGMANN charakteristisch und heben ihn aus der akustischen Fachwelt heraus. Seine Arbeiten und sein Buch über Ultraschall werden sein Andenken für immer lebendig erhalten.

E. MEYER

1. Physical acoustics — Physikalische Akustik —
Acoustique physique

- Eine Methode zur Messung des komplexen Schubmoduls im Frequenzbereich 1 bis 100 kHz, von W. PECHHOLD 39
- Zur Behandlung von Anregungs- und Störungsproblemen bei akustischen Resonatoren, von W. PECHHOLD 48
- Measurements on damping materials sprayed on steel tubes, by C. BORDONE-SACERDOTE 75
- Schallabstrahlung von punktförmig angeregten Hohlzylindern, von M. HECKL 86
- Schallabsorption und Schalldispersion in gasförmigem Distickstoffdioxid (Stickstoffdioxid), von G. SESSLER 119
- Die Schwingung der Luftteilchen in Modellen poröser Schallabsorber, von H. W. HELBERG 155
- Die Schallausbreitung in teilweise dissoziiertem N_2O_4 und N_2O_3 , von H.-J. BAUER, H. O. KNESER und E. SITTIG 181
- Versuche mit schwingenden Seifenmembranen, von L. BERGMANN 185
- Informationen aus dem Schwingungsversuch über das technische Verhalten von Kunststoffen bei Kurzzeit-(Schlag-) Beanspruchungen, von L. BOHN und H. OBERST 191
- Die Schallabsorption in CO_2 -Ar-Mischungen, von H. O. KNESER und H. ROESLER 224
- Related experiments with sound waves and electromagnetic waves, by W. E. KOCK 227
- On the interaction between plate bending waves and their radiation load, by G. KURTZE and R. H. BOLT 238
- Zur Berechnung der Biegeschwingungen quadratischer Kristallplatten, von K. SCHUSTER und H. VOSAHL 265
- Zur Analogie akustischer und elektromagnetischer Randwertprobleme, von H. SEVERIN 270
- Untersuchungen über periodische Wellen, exponentielle und komplexe Nahfelder im Festkörper, von K. TAMM und O. WEIS 275
- Kinematographische Untersuchung der Einzelblasen-Kavitation, von J. SCHMID 321
- Dynamic properties of the surface tension of water and aqueous solutions of surface active agents with standing capillary waves in the frequency range from 10 kc/s to 1.5 Mc/s, by W. EISENMENGER 327
- Schallabstrahlung von Platten bei punktförmiger Anregung, von M. HECKL 371
- Über die Schallausbreitung in verlustbehafteten Medien mit komplexem Schub- und Kompressionsmodul, von O. WEIS 387
- Schallstreuung durch Luftballons, von H. W. HELBERG 118, 408
- Method of determining the propagation parameters of wave motion in acoustical material, by W. K. R. LIPPERT 435
- The dynamic compressibility of highpolymers in the frequency range from 0.1 c/s to 60 kc/s, by P. HEYDEMANN 446

2. Electroacoustics — Elektroakustik —
Electroacoustique

- The intelligibility of re-inforced speech, by J. P. A. LOCHNER and J. F. BURGER 31
- Mesures des haut-parleurs dans les lieux d'utilisation, par T. S. KORN et J. HOUGARDY 121
- Über das Verhalten von Bariumtitanat-Rohrschwingern, die in Radialresonanz nach außen abstrahlen, von R. ESCHÉ 211
- Elektrische Ersatzkreise für nichtquasistationär schwingende materialaktive (piezoelektrische, elektrostriktive, magnetostriktive) elektromechanische Wandler, von F. A. FISCHER 215
- Die Vorzeichenwahl für Kraft und Schnelle bei ihrer Darstellung in elektrischen Ersatzschaltbildern, von W. REICHARDT und A. LENK 251
- Zur Bestimmung des Freifeld-Übertragungsmaßes von Kopfhörern, von P. BOCKER und H. MRASS 340
- Ein Ultraschall-Strahler für die Werkstoffprüfung mit verbessertem Nahfeld, von K. VON HASELBERG und J. KRAUTKRÄMER 359
- The 2-ml coupler and the high frequency performance of hearing aids, by H. C. VAN EYSBERGEN and J. J. GROEN 381
- Zur Bestimmung der Druckempfindlichkeit von Mikrophonen, von H. G. DIESTEL 398

3. Room acoustics — Raumakustik —
Acoustique des salles

- Fluctuations of the sound pressure level in rooms when the receiver position is varied, by P. E. DOAK 1
- Resonant absorbing metallic structures, by M. A. FERRERO and G. G. SACERDOTE 23
- A semi-empirical method of calculating reverberation chamber coefficients from acoustic impedance values, by B. S. ATAL 27
- Mesures de diffusion et application à l'acoustique des salles, par R. LAMORAL 57
- Mesures des haut-parleurs dans les lieux d'utilisation, par T. S. KORN et J. HOUGARDY 121
- Die Raumakustik der Kirchen verschiedener Baustilepochen, von G. VENZKE 151
- Methoden zur Messung der Diffusität in Hallräumen, von M. R. SCHROEDER 256
- Raumakustische Untersuchungen mit neueren Meßverfahren in der Liederhalle Stuttgart, von W. JUNIUS 289
- The acoustic conditions accepted by listeners in an auditorium, by A. F. B. NICKSON and R. W. MUNCEY 316
- Zur Akustik der Thomaskirche in Leipzig, von L. KEIBS und W. KUHL 365
- Models as an aid in the acoustical design of auditoria, by A. K. CONNOR 403
- Étude expérimentale de l'absorption acoustique par panneaux perforés, par P. LIENARD 419
- Zur akustischen Gestaltung der neuerbauten Beethovenhalle in Bonn, von E. MEYER und H. KUTTRUFF 465

4. Building acoustics — Bauakustik — Acoustique des bâtiments

- Schallabstrahlung von punktförmig angeregten
Hohlzylindern, von M. HECKL 86
- Ergänzungen zur Theorie des schwimmenden
Estrichs, von L. CREMER und M. HECKL 200
- Die subjektive und objektive Bewertung des
Schallschutzes von Trennwänden und -decken,
von H. J. RADEMACHER und G. VENZKE 409
- Étude expérimentale de l'absorption acoustique
par panneaux perforés, par P. LIENARD 419
- Light-weight walls with high transmission loss,
by G. KURTZE 441

5. Noise and noise abatement — Geräusche und Geräuschbekämpfung — La lutte contre le bruit

- Die Lautstärke von Kraftfahrzeuggeräuschen, von
H.-J. RADEMACHER 93
- Zur Frequenzbewertung von Geräuschspektren,
von E. LÜBCKE 243

6. Subjective acoustics — Subjektive Akustik — Acoustique subjective

- Zur Standardisierung der Sprachgehörprüfung,
Sprachgehörschwelle und Sprachgehörverlust-
Bezugsschwelle, von F. J. MEISTER 10
- The intelligibility of re-inforced speech, by
J. P. A. LOCHNER and J. F. BURGER 31
- Bestimmung der Normalhörschwelle für reine
Töne bei einohrigem Hören mit Hilfe eines
Kopfhörers, von H. MRASS und H. G. DIESTEL 61
- Kurven gleicher Lautstärke mit oktav-gefiltertem
Rauschen im diffusen Schallfeld, von
L. CREMER, G. PLENCE und D. SCHWARZE 65
- The threshold of hearing as an function of age,
by R. HINCHCLIFFE 303
- Le seuil différentiel d'intensité en présence d'un
son contralatéral de fréquence différente, par
R. CHOCHOLLE 309
- Zur Bestimmung des Freifeld-Übertragungsmaßes
von Kopfhörern, von P. BOCKER und H. MRASS 340
- Contribution à l'étude du problème de la sélecti-
vité tonale de l'oreille, par L. PIMONOW 345
- Observations of persistence of post-stimulus mask-
ing, by P. DUBOUT 353
- The 2-ml coupler and the high frequency perfor-
mance of hearing aids, by H. C. VAN EYSBERGEN
and J. J. GROEN 381
- Models as an aid in the acoustical design of audi-
toria, by A. K. CONNOR 403
- Unterschiede der Lautstärken in der ebenen Welle
und im diffusen Schallfeld, von W. KUHL und
W. WESTPHAL 407
- Die subjektive und objektive Bewertung des
Schallschutzes von Trennwänden und -decken,
von H. J. RADEMACHER und G. VENZKE 409
- Die Grenzen der Hörbarkeit von Frequenz- und
Tonzahländerungen bei Tonimpulsen, von
R. OETINGER 430

7. Musical acoustics — Musikalische Akustik — Acoustique musicale

- The vibrato in Indian music; studies in Indian
musical scales — II: Gamakas, by B. C. DEVA 175
- Über den Klang eines chinesischen Gongs, von
M. GRÜTZMACHER und E. WESSELHÖFT 221

Untersuchung von Corpus-Schwingungen am Vio-
loncello, von F. EGGERS 453

8. Standards of measurements — Akustische Meßtechnik, Normung — Mesures standards

- Calculation of the statistical absorption coefficient
from acoustic impedance tube measurements,
by P. DUBOUT and W. DAVERN 15
- Piezoelectric pressure gauges for use in a shock
tube, by J. H. GERRARD 17
- Resonant absorbing metallic structures, by
M. A. FERRERO and G. G. SACERDOTE 23
- A semi-empirical method of calculating reverbera-
tion chamber coefficients from acoustic impe-
dance values, by B. S. ATAL 27
- Eine Methode zur Messung des komplexen Schub-
moduls im Frequenzbereich 1 bis 100 kHz, von
W. PECHHOLD 39
- Characteristic parameters of propagation in lined
ducts, by R. S. PIAZZA 129
- Über das dynamisch-elastische Verhalten ge-
schäumter Stoffe, von G. W. BECKER 135
- Interferometrische Schallabsorptionsmessung in
Kohlendioxid, von J. SCHREINER 144
- Versuche mit schwingenden Seifenmembranen,
von L. BERGMANN 185
- Related experiments with sound waves and elec-
tromagnetic waves, by W. E. KOCK 227
- Kinematographische Untersuchung der Einzel-
blasen-Kavitation, von J. SCHMID 321
- Method of determining the propagation param-
eters of wave motion in acoustical material,
by W. K. R. LIPPERT 435

9. Ultrasonics — Ultraschall — Ultrasons

- Akustisch-optische Bildwandlung mittels photo-
graphischer Schichten, von G. KECK 79
- Über das räumliche Auflösungsvermögen von
Bariumtitanat- und Quarzplatten bei der Ultra-
schallabbildung, von K. HARTWIG 109
- Durch intensive Ultraschallwellen hervorgerufene
Oberflächenstrukturveränderungen bei Gläsern,
von P. GREGUSS 126
- Interferometrische Schallabsorptionsmessung in
Kohlendioxid, von J. SCHREINER 144
- The electroluminescent panel in an ultrasonic
field, by P. GREGUSS and J. WEISZBURG 183
- Ein Ultraschall-Strahler für die Werkstoffprüfung
mit verbessertem Nahfeld, von
K. VON HASELBERG und J. KRAUTKRÄMER 359

10. Underwater acoustics — Wasserschall — Acoustique des fluides

- Underwater edge tones, by M. J. GROSS 164
- Dynamic properties of the surface tension of water
and aqueous solutions of surface active agents
with standing capillary waves in the frequency
range from 10 kc/s to 1.5 Mc/s, by
W. EISENMENGER 327

11. Miscellaneous — Allgemeines — Divers

- Bookreview M. J. Lighthill, An introduction to
Fourier analysis and generalised functions
(P. E. DOAK) 38

- Buchbesprechung R. Feldtkeller, Tabellen und Kurven zur Berechnung von Spulen und Übertragern (K. TAMM) 60
- Buchbesprechung Lexikon der Hochfrequenz-, Nachrichten- und Elektrotechnik (O. WEIS) 64
- Buchbesprechung L. Herfort und H. Winter, Ultraschall (W. EISENMENGER) 92
- Buchbesprechung J. Matzker, Ein binauraler Hörsynthese-Test zum Nachweis zerebraler Hörstörungen (LERCHE) 120
- Action des vibrations aériennes infrasonores sur

- le poumon de rat, par P. GROGNOT,
R. SENELAR et R. LOUBIERE 173
- Buchbesprechung R. Feldtkeller, Theorie der Spulen und Übertrager (F. KIRSCHSTEIN) 184
- Zur Spektralstruktur der /r/-Allophone des Deutschen, von W. MEYER-EPPLER 247
- Zur Analogie akustischer und elektromagnetischer Randwertprobleme, von H. SEVERIN 270
- Colloque sur le bruit des machines 364
- Kolloquium für Akustik und Ultraschall in Budapest (T. TARNÓCZY) 386
- Ludwig Bergmann † (E. MEYER) 468

AUTHOR INDEX

NAMENVERZEICHNIS

INDEX DES AUTEURS

- ATAL, B. S., A semi-empirical method of calculating reverberation chamber coefficients from acoustic impedance values 27
- BECKER, G. W., Über das dynamisch-elastische Verhalten geschäumter Stoffe 135
- BERGMANN, L., Versuche mit schwingenden Seifenmembranen 185
- BOCKER, P. und MRASS, H., Zur Bestimmung des Freifeld-Übertragungsmaßes von Kopfhörern 340
- BOHN, L. und OBERST, H., Informationen aus dem Schwingungsversuch über das technische Verhalten von Kunststoffen bei Kurzzeit-(Schlag-) Beanspruchungen 191
- BOLT, R. H., see KURTZE, G. and — 238
- BORDONE-SACERDOTE, C., Measurements on damping materials sprayed on steel tubes 75
- BURGER, J. F., see LOCHNER, J. P. A. and — 31
- CHOCHOLLE, R., Le seuil différentiel d'intensité en présence d'un son contralatéral de fréquence différente 309
- CONNOR, A. K., Models as an aid in the acoustical design of auditoria 403
- CREMER, L., PLENGE, G. und SCHWARZE, D., Kurven gleicher Lautstärke mit oktav-gefiltertem Rauschen im diffusen Schallfeld 65
- CREMER, L. und HECKL, M., Ergänzungen zur Theorie des schwimmenden Estrichs 200
- DAVERN, W., see DUBOUT, P. and — 15
- DEVA, B. C., The vibrato in Indian music 175
- DIESTEL, H. G., siehe MRASS, H. und — 61
- DIESTEL, H. G., Zur Bestimmung der Druckempfindlichkeit von Mikrofonen 398
- DOAK, P. E., Fluctuations of the sound pressure level in rooms when the receiver position is varied 1
- DUBOUT, P. and DAVERN, W., Calculation of the statistical absorption coefficient from acoustic impedance tube measurements 15
- DUBOUT, P., Observations of persistence of post-stimulus masking 353
- EGGERS, F., Untersuchung von Corpus-Schwingungen am Violoncello 453
- EISENMENGER, W., Dynamic properties of the surface tension of water and aqueous solutions of surface active agents with standing capillary waves in the frequency range from 10 kc/s to 1.5 Mc/s 327

- ESCHE, R., Über das Verhalten von Bariumtitanat-Rohrschwingern, die in Radialresonanz nach außen abstrahlen 211
- VAN EYSBERGEN, H. C. and GROEN, J. J., The 2-ml coupler and the high frequency performance of hearing aids 381
- FERRERO, M. A. and SACERDOTE, G. G., Resonant absorbing metallic structures 23
- FISCHER, F. A., Elektrische Ersatzkreise für nicht-quasistationär schwingende materialaktive (piezoelektrische, elektrostriktive, magnetostriktive) elektromechanische Wandler 215
- GERRARD, J. H., Piezoelectric pressure gauges for use in a shock tube 17
- GREGUSS, P., Durch intensive Ultraschallwellen hervorgerufene Oberflächenstrukturveränderungen bei Gläsern 126
- GROEN, J. J., see VAN EYSBERGEN, H. C. and — 381
- GROGNOT, P., SENELAR, R. et LOUBIERE, R., Action des vibrations aériennes infrasonores sur le poumon de rat 173
- GROSS, M. J., Underwater edge tones 164
- GRÜTZMACHER, M. und WESSELHÖFT, E., Über den Klang eines chinesischen Gongs 221
- HARTWIG, K., Über das räumliche Auflösungsvermögen von Bariumtitanat- und Quarzplatten bei der Ultraschallabbildung 109
- VON HASELBERG, K. und KRAUTKRÄMER, J., Ein Ultraschall-Strahler für die Werkstoffprüfung mit verbessertem Nahfeld 359
- HECKL, M., Schallabstrahlung von punktförmig angeregten Hohlzylindern 86
- HECKL, M., siehe CREMER, L. und — 200
- HECKL, M., Schallabstrahlung von Platten bei punktförmiger Anregung 371
- HELBERG, H. W., Die Schwingung der Luftteilchen in Modellen poröser Schallabsorber 155
- HELBERG, H. W., Schallstreuung durch Luftballons 118, 408
- HEYDEMANN, P., The dynamic compressibility of highpolymers in the frequency range from 0.1 c/s to 60 kc/s 446
- HINCHCLIFFE, R., The threshold of hearing as a function of age 303
- HOUGARDY, J., voir KORN, T. S. et — 121
- JUNIUS, W., Raumakustische Untersuchungen mit neueren Meßverfahren in der Liederhalle Stuttgart 289

- KECK, G., Akustisch-optische Bildwandlung mittels photographischer Schichten 79
- KEIBS, L. und KUHLE, W., Zur Akustik der Thomas-kirche in Leipzig 365
- KNESER, H. O. und ROESLER, H., Die Schallabsorption in CO₂-Ar-Mischungen 224
- KOCK, W. E., Related experiments with sound waves and electromagnetic waves 227
- KORN, T. S. et HOUARDY, J., Mesures des haut-parleurs dans les lieux d'utilisation 121
- KRAUTKRÄMER, J., siehe VON HASELBERG, K. und — 359
- KUHLE, W., siehe KEIBS, L. und — 365
- KUHLE, W. und WESTPHAL, W., Unterschiede der Lautstärken in der ebenen Welle und im diffusen Schallfeld 407
- KURTZE, G. and BOLT, R. H., On the interaction between plate bending waves and their radiation load 238
- KURTZE, G., Light-weight walls with high transmission loss 441
- KUTTRUFF, H., siehe MEYER, E. und — 465
- LAMORAL, R., Mesures de diffusion et application à l'acoustique des salles 57
- LENK, A., siehe REICHARDT, W. und — 251
- LIENARD, P., Étude expérimentale de l'absorption acoustique par panneaux perforés 419
- LIPPERT, W. K. R., Method of determining the propagation parameters of wave motion in acoustical material 435
- LOCHNER, J. P. A. and BURGER, J. F., The intelligibility of re-inforced speech 31
- LOUBIERE, R., voir GROGNOT, P., SENELAR, R. et — 173
- LÜBCKE, E., Zur Frequenzbewertung von Geräuschspektren 243
- MEISTER, F. J., Zur Standardisierung der Sprachgehörprüfung, Sprachgehörschwelle und Sprachgehörverlust-Bezugsschwelle 10
- MEYER, E. und KUTTRUFF, H., Zur akustischen Gestaltung der neubauten Beethovenhalle in Bonn 465
- MEYER-EPPLER, W., Zur Spektralstruktur der /r/-Allophone des Deutschen 247
- MRASS, H. und DIESTEL, H. G., Bestimmung der Normalhörschwelle für reine Töne bei einohrigem Hören mit Hilfe eines Kopfhörers 61
- MRASS, H., siehe BOCKER, P. und — 340
- MUNCEY, R. W., see NICKSON, A. F. B. and — 316
- NICKSON, A. F. B. and MUNCEY, R. W., The acoustic conditions accepted by listeners in an auditorium 316
- OBERST, H., siehe BOHN, L. und — 191
- OETINGER, R., Die Grenzen der Hörbarkeit von Frequenz- und Tonzahländerungen bei Tonimpulsen 430
- PECHHOLD, W., Eine Methode zur Messung des komplexen Schubmoduls im Frequenzbereich 1 bis 100 kHz 39
- PECHHOLD, W., Zur Behandlung von Anregungs- und Störungsproblemen bei akustischen Resonatoren 48
- PIAZZA, R. S., Characteristic parameters of propagation in lined ducts 129
- PIMONOW, L., Contribution à l'étude de problème de la sélectivité tonale de l'oreille 345
- PLENGE, G., siehe CREMER, L., — und SCHWARZE, D., RADEMACHER, H. J., Die Lautstärke von Kraftfahrzeuggeräuschen 93
- RADEMACHER, H. J. und VENZKE, G., Die subjektive und objektive Bewertung des Schallschutzes von Trennwänden und -decken 409
- REICHARDT, W. und LENK, A., Die Vorzeichenwahl für Kraft und Schnelle bei ihrer Darstellung in elektrischen Ersatzschaltbildern 251
- ROESLER, H., siehe KNESER, H. O. und — 224
- SACERDOTE, G. G., see FERRERO, M. A. and — 23
- SCHMID, J., Kinematographische Untersuchung der Einzelblasen-Kavitation 321
- SCHREINER, J., Interferometrische Schallabsorptionsmessung in Kohlendioxyd 144
- SCHROEDER, M. R., Methoden zur Messung der Diffusität in Hallräumen 256
- SCHWARZE, D., siehe CREMER, L., PLENGE, G. und — 65
- SCHUSTER, K. und VOSAHOLO, H., Zur Berechnung der Biegeschwingungen quadratischer Kristallplatten 265
- SENELAR, R., voir GROGNOT, P., — et LOUBIERE, R., SESSLER, G., Schallabsorption und Schalldispersion in gasförmigem Distickstofftetroxyd (Stickstoffdioxyd) 119
- SEVERIN, H., Zur Analogie akustischer und elektromagnetischer Randwertprobleme 270
- TAMM, K. und WEIS, O., Untersuchungen über periodische Wellen, exponentielle und komplexe Nahfelder im Festkörper 275
- VENZKE, G., Die Raumakustik der Kirchen verschiedener Baustilepochen 151
- VENZKE, G., siehe RADEMACHER, H. J. und — 409
- VOSAHOLO, H., siehe SCHUSTER, K. und — 265
- WEIS, O., siehe TAMM, K. und — 275
- WEIS, O., Über die Schallausbreitung in verlustbehafteten Medien mit komplexem Schub- und Kompressionsmodul 387
- WESSELHÖFT, E., siehe GRÜTZMACHER, M. und — 221
- WESTPHAL, W., siehe KUHLE, W. und — 407